ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНОЕ 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 · 1962

ФИЗИЧЕСКИЙ ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКИЙ СЛОВАРЬ

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ

Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ (главный редактор), С. В. ВОНСОВСКИЙ, Б. М. ВУЛ (главный редактор), М. Д. ГАЛАНИН, И. И. ГУРЕВИЧ, Д. В. ЗЕРНОВ, А. Ю. ИШЛИНСКИЙ, П. Л. КАПИЦА, Н. А. КАПЦОВ, В. Г. ЛЕВИЧ, Л. Г. ЛОЙЦЯНСКИЙ, С. Ю. ЛУКЬЯНОВ, В. И. МАЛЫШЕВ, В. В. МИГУЛИН, П. А. РЕБИНДЕР, Я. К. СЫРКИН, С. М. ТАРГ, Е. Л. ФЕЙНБЕРГ, С. Э. ХАЙКИН, Р. Я. ШТЕЙНМАН (зам. главного редактора), А. В. ШУБНИКОВ

ТОМ ВТОРОЙ

Е — Литий

ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
«СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»

53(03)
Ф30

РЕДАКЦИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКОГО СЛОВАРЯ

РЕДАКТОРЫ ОТДЕЛОВ И ПОДОТДЕЛОВ

Механика. Члены редакционной коллегии: А. Ю. ИШЛИНСКИЙ (теория упругости и пластичности), Л. Г. ЛОЙЦЯНСКИЙ (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 и полупроводники), Д. В. ЗЕРНОВ (электронные и ионные приборы), Н. А. КАПЦОВ, С. Ю. ЛУКЬЯНОВ (электроника). Редактор-консультант Л. А. ЖЕКУЛИН (электротехника). Научные редакторы: Э. Р. ВЕЛИБЕКОВ (общие вопросы электричества), М. Н. ФЛЕРОВА (диэлектрики, полупроводники, электроника, магнетизм), С. М. ШАПИРО (электротехника, электрические измерения, электронные и ионные приборы).

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

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).

Атомная и ядерная физика. Члены редакционной коллегии: И. И. ГУРЕВИЧ (ядерная физика), С. Ю. ЛУКЬЯНОВ (атомная физика). Редакторы-консультанты: М. А. ЕЛЬЯШЕВИЧ (атомная физика), О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ (ядерная энергетика), М. С. КОЗОДАЕВ (экспериментальная ядерная физика). Научный редактор М. Н. ФЛЕРОВА.

Молекулярная физика. Члены редакционной коллегии: П. А. РЕБИНДЕР (общие вопросы, газы, жидкости, поверхностные явления), А. В. ШУБНИКОВ (физика твердого тела). Редактор-консультант И. В. ОБРЕИМОВ (физика твердого тела). Научные редакторы: С. А. КОРДЮКОВА (общие вопросы, газы, жидкости, 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 Э. Р. ВЕЛИБЕКОВ.

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

Теоретическая физика. Члены редакционной коллегии: В. Г. ЛЕВИЧ (статистическая физика), Е. Л. ФЕЙНБЕРГ (квантовая механика, теория поля, теория относительности). Редакторы-консультанты: И. М. ЛИФШИЦ, С. В. ТЯБЛИКОВ (статистическая физика). Научный редактор Э. Р. ВЕЛИБЕКОВ.

Химия. Член редакционной коллегии Я. К. СЫРКИН. Научные редакторы: С. А. КОРДЮКОВА (физическая химия, теория химической связи), Н. П. МОСТОВЕНКО (химические элементы).

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 С. А. КОРДЮКОВА.

Научно-контрольный редактор П. В. СИСОЕВ.

Редактор словника В. В. ТАБЕНСКИЙ

Литературные редакторы — Н. М. КАРАКАШ, Э. П. РЯБОВА; младшие редакторы — Р. Б. ИВАННИКОВА, З. А. КОСАРЕВА, А. А. СИЛАЕВА; редактор по иллюстрациям — В. А. АЛЕКСЕЕВ; редакторы библиографии — В. А. ГАЛЬМИНАС, Е. И. ЖАРОВА; корректорская — М. В. АКИМОВА, Ю. А. ГОРЬКОВ, И. Е. ЗМЕЕВА, Н. Д. КАЛУЖСКИЙ, А. В. МАСЛОВА, Л. Н. СОКОЛОВА; технический редактор И. Д. КУЛИДЖАНОВА.

Е

ЕВРОПИЙ (Europium) Eu — редкоземельный химич. элемент III гр. периодич. системы Менделеева, *лантанид*, п. н. 63, ат. в. 152,0. Состоит из смеси двух стабильных изотопов с массовыми числами 151 (47,77%) и 153 (52,23%). Смесь искусственно радиоактивных изотопов Eu^{152} и Eu^{151} ($T_{1/2}$ = 12,7 лет и 16 лет) применяется в качестве источника излучения в гамма-дефектоскопии. Изотопы Eu^{155} и Eu^{153}, образующиеся при делении урана, обладают высокими сечениями захвата нейтронов и являются «реакторными ядами». Среди редкоземельных элементов Е. — один из наименее распространенных. Конфигурация внешних электронов атома $4f^7\ 6s^2$. Первая и вторая энергии ионизации в *эв* равны 5,67 и 11,3.

Е. — металл, имеет объемноцентрированную кубич. решетку с параметром a = 4,606 Å. Атомный радиус 2,042 Å, ионный радиус Eu^{3+} 0,97 Å. Плотность 5,166 *г/см*^{3}; $t_{пл}$ 900° С; $t°_{кип}$ 1700° С. Теплота плавления 2, 3 *ккал/г-атом*, теплота испарения 40 *ккал/г-атом*. Атомная теплоемкость C_p = 6,00 *кал/г-атом · град* (при 0° С). Металл парамагнитен, атомная магнитная восприимчивость $30400 \cdot 10^{-6}$. В соединениях Е. проявляет валентности 2 и 3. Соли розового или бледно-желтого цвета.

Лит. см. при ст. *Лантаниды*. *Б. П. Жагин.*

ЕДИНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ — в обычном и более узком понимании релятивистская теория, к-рая, по идее А. Эйнштейна, должна осуществить объединение и геометризацию гравитационного и электромагнитного полей. В более широком смысле Е. т. п. — теория, объединяющая в форме единого ур-ния все существующие материальные поля (электромагнитное, электронно-позитронное, мезонное и т. д.), первая попытка построения к-рой была предпринята В. Гейзенбергом.

В совр. теории тяготения гравитац. поле описывается десятью потенциалами g_{ik}, имеющими одновременно простой геометрич. смысл: они определяют метрику Римана в пространственно-временном континууме, согласно ф-ле $ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k$. Потенциалы g_{ik} удовлетворяют 10 нелинейным дифференциальным ур-ниям 2-го порядка. В силу общей ковариантности потенциалы определены с точностью до 4 произвольных ф-ций пространства — времени. Поэтому гравитац. потенциалы связаны четырьмя дифференциальными тождествами, обеспечивающими сохранение энергии-импульса материи в гравитац. поле. Из 10 ур-ний поля независимыми оказываются 6. Сохраняя общность, можно калибровать потенциалы, накладывая на них дополнит. условия, скажем, условие гармоничности $\frac{\partial}{\partial x^k}\sqrt{-g}\cdot g^{ik} = 0$.

Электромагнитное поле описывается электромагнитными 4-потенциалами A_i, удовлетворяющими ур-нию

$$\Box A_i - \frac{\partial}{\partial x^i}\left(\frac{\partial A_k}{\partial x^k}\right) = -S_i,$$

где S_i — четыревектор тока. В силу ур-ния непрерывности 4 ур-ния для потенциалов связаны одним дифференциальным соотношением. Сохраняя общность, можно калибровать электромагнитные потенциалы, напр., *Лоренца условием*

$$\frac{\partial A_i}{\partial x^i} = 0.$$

Попытки объединения единым математич. формализмом теорий гравитации и электричества и придания геометрич. смысла гравитационным и электрич. полям начались сразу после создания теории тяготения Эйнштейна.

Одним из возможных путей такого объединения является выход за рамки римановой геометрии. Теория подобного рода была впервые предложена Г. Вейлем [1]. Геометрия Вейля отличается от римановой геометрии тем, что при параллельном переносе вдоль замкнутого контура меняется не только направление, но и длина вектора. Новое свойство может характеризоваться пределом отношения изменения длины вектора к площади, охватываемой контуром. Это вводит в теорию еще 4 новых величины. Вейль отождествил их с электромагнитными потенциалами. В геометрии мира, предложенной Эйнштейном [2], фигурирует несимметричный тензор $g_{ik} \neq g_{ki}$, причем симметричная его часть $\frac{1}{2}(g_{ik} + g_{ki})$ определяет гравитац. поле и метрику пространства — времени, а антисимметричная часть считается пропорциональной составляющим тензора электромагнитного поля F_{ik}.

Другой путь состоит во введении дополнительного, 5-го измерения и в расширении 4-мерного континуума до 5-мерного ([3], [4], [5]). При этом, чтобы достигнуть согласия с опытом, постулируется, что все физич. поля не зависят от пятой координаты — т. н. условие цилиндричности. В таком пространстве риманова геометрия определяется метрич. 5-тензором $G_{\mu\nu}$ (15 величин), связанным с гравитационными и электромагнитными величинами ф-лами:

$$G_{ik} = g_{ik} + \frac{e^2}{m^2c^4}A_lA_k, \quad G_{5k} = \frac{e}{mc^2}A_k, \quad G_{55} = 1.$$
$$i, k = 1, 2, 3, 4.$$

Можно показать, что геодезич. линии в таком пространстве представляют собой траектории заряженных частиц с зарядом e и массой m, движущихся в заданных гравитационном и электромагнитном полях. Поскольку в выражение для G_{5k} входит отношение e/m, очевидно, что рассматриваемое пространство не является расширенным на одно измерение универсальным пространством теории тяготения, а конфигурац. пространством заряженной частицы с заданным отношением e/m. Это соответствует тому хорошо известному факту, что принцип эквивалентности Эйнштейна применим только к гравитац. полю и несправедлив для электромагнитного.

Против 5-мерной теории в ее первонач. формулировке можно привести следующие возражения: 1)пятое измерение вводится чисто формально, и физич. его смысл остается невыясненным; 2) условие цилиндричности, накладываемое на метрич. потенциалы, является физически неудовлетворительным, поскольку вводимое формально пятое измерение не дает никаких физически наблюдаемых эффектов; 3) в рамках теории непонятна роль потенциала G_{55}, к-рый приходится положить равным единице.

Эти возражения побудили Эйнштейна и Бергмана [6] отказаться от требования строгой цилиндричности и заменить его требованием микроскопич. периодичности, т. е. считать, что метрич. потенциалы являются периодич. ф-циями 5-й координаты с настолько малым периодом b, что «классические» приборы воспринимают лишь усредненные значения величин. Величина b теории Эйнштейна—Бергмана является новой физич. постоянной, причем предшествующие теории Калуца — Клейна — Фока получаются в результате предельного перехода $b \to 0$.

Работа Эйнштейна и Бергмана была продолжена Румером [7]. Исходя из оптико-механич. аналогии Гамильтона — Шредингера, он показал, что 5-му измерению пространства можно приписать физич. смысл *действия*, а универсальную постоянную b отождествить с постоянной Планка h. Существенным в теории Румера является возможность описать движение материальной частицы как оптич. процесс распространения волн в 5-мерном пространстве Римана (3 пространств. координаты, время и действие), на метрич. тензор к-рого наложено условие периодичности. В приближении геометрич. оптики получается классич. релятивистская механика, описываемая в теории Румера ур-нием 5-мерного эйконала $G^{\mu\nu}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^\mu}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^\nu}=0$, однородным в потенциалах $G^{\mu\nu}$, т. е. физич. смысл имеют не 15 потенциалов $G_{\mu\nu}$, а лишь 14 отношений между ними, так что требование $G_{55}=1$ нисколько не уменьшает общности.

Волновая оптика в 5-мерном пространстве дает совр. квантовую механику в частном случае, если потенциалы $G_{\mu\nu}$ не зависят от 5-й координаты.

Более широкий взгляд на проблему Е. т. п. был высказан в недавних работах Гейзенберга [8] и его сотрудников. В отличие от обычных представлений о том, что различные элементарные частицы и соответствующие им поля должны описываться различными ур-ниями, Гейзенберг выдвигает идею о едином ур-нии, к-рое должно описывать все существующие поля и частицы. Эти поля должны описываться стационарными решениями универсального волнового операторного ур-ния для материи. Универсальное ур-ние Гейзенберга должно давать правильный спектр масс элементарных частиц и, в частности, оно должно допускать стационарное решение с массой нуль и спином 1 (фотоны). Гейзенберг выдвинул также идею о том, что ур-ние в силу нелинейности может обладать симметрией, к-рой не обладает ни одно из его решений. Гейзенберг высказал предположение, что на этом пути удастся объяснить такую характеристику элементарных частиц, как *изотопический спин*.

При конкретном осуществлении этих идей Гейзенберг особенно подробно исследовал в качестве такого универсального основного ур-ния нелинейное ур-ние для спинорного поля ψ, предполагая, что именно это спинорное поле является фундаментальным полем материи, различные состояния к-рого представляют все наблюдаемые нами физически различные поля (мезонное, нуклонное, электромагнитное и т. д.). Это ур-ние —

$$\gamma_\nu\frac{\partial\psi}{\partial x_\nu}-l^2\psi\,(\psi^+\psi)=0,$$

где γ_ν — *Дирака матрицы*, l — фундаментальная константа (новая мировая постоянная) размерности длины (ожидается, что сравнение с опытом даст для нее значение порядка 10^{-13} *см*), являющаяся единств. постоянной, фигурирующей в теории (кроме скорости света c и планковской постоянной h). Последнее отличается от *Дирака уравнения* только тем, что линейный член в ур-нии Дирака, содержащий массу спинорных частиц, заменен нелинейным, описывающим «самодействие» поля ψ. В др. вариантах теории нелинейный член имеет неск. отличный вид.

Такое ур-ние неперенормируемо, и для устранения бесконечностей Гейзенберг вынужден вводить предположения о спец. виде ф-ции распространения (совместность к-рого с ур-нием еще не доказана). Вместе с тем в теорию вводится гильбертово подпространство с индефинитной метрикой. В подобном пространстве квадрат модуля волновой ф-ции может быть отрицательным. Несмотря на полученные в результате вычислений интересные выводы, в силу отмеченных выше трудностей эта теория в настоящее время (1961 г.) является по существу лишь программой, привлекающей внимание ряда теоретиков, но еще далекой от завершения.

Лит.: 1) Weyl H., Gravitation und Elektrizität, «Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.», 1918, Halbband 1, S. 465—80; 2) Эйнштейн А., Сущность теории относительности, пер. с англ., М., 1955; 3) Kaluza Th., Zum Unitätsproblem der Physik, «Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.», 1921, Halbband 2, S. 966—72; 4) Klein O., Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie, «Z. Phys.», 1926, Bd 37, H. 12, S. 895—906; 5) Fock V., Über die invariante Form der Wellen und der Bewegungsgleichungen für einen geladenen Massenpunkt, там же, 1926, Bd 39, H. 2—3, S. 226—33; 6) Einstein A. and Bergmann P., On a generalization of Kaluza's theory of electricity, «Ann. Math.», 1938, v. 39, № 3; 7) Румер Ю. Б., Исследования по 5-оптике, М., 1956; 8) Нелинейная квантовая теория поля. Сб. статей, перевод..., М., 1959 (Проблемы физики). *Ю. Б. Румер.*

ЕДИНИЦЫ ДВОИЧНЫЕ (в теории информации) — единицы измерения *энтропии* и количества *информации*. Энтропия в 1 Е. д. (1 bit — от англ. binary digit) имеет источник с двумя равновероятными сообщениями. Происхождение термина объясняется тем, что количество Е. д. указывает (с точностью до единицы) среднее число знаков, необходимое для записи сообщений данного источника в двоичном *коде*. Употребляются также десятичные (decit — от англ. decimal digit) единицы. Переход от одних единиц к другим соответствует изменению основания логарифмов в определении энтропии и количества информации (10 вместо 2). Ф-ла перехода: 1 дес. ед. = 1/lg2 дв. ед. $\approx$ 3,32 дв. ед.

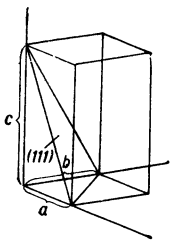
Ю. В. Прохоров.

ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ — значения величин, принимаемые за основание сравнения для количественной оценки величин того же рода. В принципе Е. и. физич. величины могут выбираться совершенно произвольно и независимо друг от друга. Однако, по практич. соображениям, размер Е. и. выбирается так, чтобы величины, встречающиеся на практике, выражались, по возможности, не слишком большими и не слишком малыми числами; оказывается целесообразным независимые Е. и. установить только для нек-рого ограниченного числа величин (основные единицы), а Е. и. остальных величин связать с ними и друг с другом определенными соотношениями (производные единицы). При выборе основных Е. и. большое значение имеет возможность их установления, воспроизведения и сравнения с максимально достижимой точностью с помощью эталонов или спец. измерений. Совокупности основных и производных Е. и., относящихся к определенной области явлений (или группе областей), образуют *системы единиц*. Наряду с Е. и., входящими в ту или иную систему, имеется значит. число

внесистемных единиц, применяющихся в определенных огранич. областях.

Лит. см. при ст. *Системы единиц.* *Л. А. Сена.*

ЕДИНИЧНАЯ ГРАНЬ (в кристаллографии) — грань, отсекающая на каждой из координатных осей по 1 осевой единице *a*, *b*, *c* (рис.), к-рые могут быть равны или неравны друг другу. Если взять их за ребра элементарного параллелепипеда (ячейки решетки) и построить последний, то Е. г. будет его диагональной плоскостью, имеющей символ (111). При 4 осях координат (в гексагональной системе) символ Е. г. будет $(10\bar{1}1)$ или $(11\bar{2}1)$. В кубической системе за Е. г. берется грань октаэдра или тетраэдра. См. также *Гаюи закон*, *Индексы граней кристалла*.



Е. Е. Флинт.

ЕМКОСТНАЯ СВЯЗЬ — см. *Связи между электрическими цепями.*

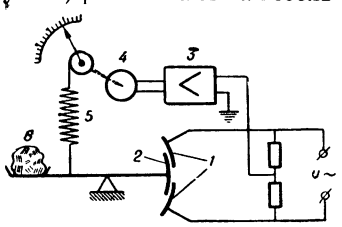
ЕМКОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — электрическое сопротивление, обусловленное емкостью цепи синусоидального тока; равно отношению амплитуды (действующего значения) синусоидального напряжения на емкости к амплитуде (действующему значению) синусоидального тока в цепи. Обозначается символом x_C. Измеряется в омах. Е. с. равно величине, обратной произведению емкости и угловой частоты тока: $x_C = 1/\omega C$. В комплексной форме записывается как отрицат. мнимое число $-jx_C = -j\frac{1}{\omega C} = \frac{1}{j\omega C}$. Электрич. энергия, связанная с емкостью, испытывает колебания, переходя от источника в электрич. поле и обратно, причем средняя за период мощность равна нулю. Поэтому емкостное сопротивление называется реактивным.

Лит.: 1) Каллантаров П. Л., Нейман Л. Р., Теория цепей переменного тока, в кн.: Теоретические основы электротехники, ч. 2, 4 изд., М.—Л., 1954, с. 37; 2) Атабеков Г. И., Теория линейных электрических цепей, М., 1960, с. 43—44. *С. Д. Купалян.*

ЕМКОСТНЫЙ ДАТЧИК — преобразователь неэлектрич. величин — перемещения, угла поворота, механич. усилия, темп-ры, состава веществ и др. — в изменение электрич. емкости. Конструктивно Е. д. представляет собой конденсатор, состоящий из двух или более пластин и слоя диэлектрика. Изменение емкости может производиться: а) изменением величины зазора δ между пластинами; б) изменением площади F взаимного перекрытия пластин; в) перемещением диэлектрика между пластинами (при измерении уровня); г) деформацией сжатия или растяжения диэлектрика; д) нагревом диэлектрика; е) изменением состава диэлектрика (при измерении влажности). Наиболее широкое применение получили Е. д. перемещения, типов а) и б).

Основной характеристикой Е. д. является чувствительность $S = \partial C/\partial x$, где C — емкость, x — входная величина. Для Е. д. перемещения: $S = \varepsilon F/\delta^2$ при переменном зазоре δ, и $S = (\varepsilon/\delta)\partial F/\partial x = \varepsilon b/\delta$ — при переменной площади F. Здесь b — ширина пластин в направлении, перпендикулярном перемещению, ε — диэлектрич. проницаемость.

Е. д. включается обычно в мостовую или дифференциальную схему, питаемую переменным током, в качестве ее плеча, вторым плечом служит конденсатор постоянной емкости. Для увеличения чувствительности применяются трехэлектродные дифференциальные Е. д., включаемые в оба плеча моста (см. рис.). Для получения бо́льшей чувствительности частота тока выбирается такой, чтобы получить емкостное сопротивление $x_C = 1/\omega C$ одного порядка с сопротивлением нагрузки моста (напр., с входным сопротивлением усилителя на рис.). Т. к. емкость датчика обычно мала (10—100 *пф*), то необходимо повышать частоту (400 *гц* — неск. *Мгц*) и применять усилители. Усилитель (или его первую ступень) располагают на небольшом расстоянии от Е. д. для уменьшения влияния емкости соединит. проводов. Наличие усилителя снижает общую точность преобразования, поэтому Е. д. применяются преимущественно в устройствах, работающих по нулевому методу измерений. В этом случае практически может быть достигнута точность до сотых долей %.



Весы с дифференциальным емкостным датчиком: *1* — неподвижные пластины; *2* — подвижная пластина; *3* — усилитель; *4* — серводвигатель; *5* — пружина; *6* — взвешиваемое тело.

На рис. изображены весы с дифференциальным Е. д. При изменении веса тела емкость меняется, и на входе усилителя появляется сигнал, вызывающий вращение двигателя до тех пор, пока скрученная им пружина не уравновесит груз. При этом подвижная пластина займет положение, при к-ром мост сбалансирован.

Е. д. применяется при измерении быстроменяющихся давлений, прецизионном измерении механич. перемещений (емкостные микрометры) и для преобразования перемещений маломощных механич. систем в электрич. величину.

Лит.: 1) Агейкин Д. И., Костина Е. Н., Кузнецова Н. Н., Датчики систем автоматического контроля и регулирования, М., 1959, с. 44; 2) Ацюковский В. А., Емкостные дифференциальные датчики перемещения, М.—Л., 1960. *Д. И. Агейкин.*

ЕМКОСТЬ электрическая — см. *Электрическая емкость.*

ЕМКОСТЬ ВХОДНАЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАМПЫ — см. *Входная емкость электронной лампы.*

ЕМКОСТЬ ВЫХОДНАЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАМПЫ — см. *Выходная емкость электронной лампы.*

ЕМКОСТЬ ПАМЯТИ — 1) Наибольшее число *кодов* чисел, к-рое может храниться в *запоминающем устройстве* одновременно. 2) Количество единиц информации, хранимых в запоминающем устройстве.

ЕСТЕСТВЕННО-АКТИВНЫЕ ВЕЩЕСТВА — см. *Оптически-активные вещества.*

ЕСТЕСТВЕННЫЕ СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ — системы единиц, основанные на мировых постоянных. В обычных системах единиц размер основных единиц выбирается совершенно произвольно; этот выбор определяет значение коэффициентов в различных физич. соотношениях. Если же принять за единицы сами эти коэффициенты, являющиеся мировыми постоянными, то тем самым определяются единицы различных физич. величин. Этим обусловлено принципиальное значение Е. с. е. в физике. Однако они имеют и практическое значение, т. к. при пользовании ими вид соответствующих ур-ний физики значительно упрощается. В различных областях физики удобно применять различные Е. с. е., каждый раз выбирая такую Е. с. е., при к-рой основные для данной области физики ур-ния освобождаются от коэффициентов, содержащих размерные постоянные.

В Е. с. е., предложенной М. Планком, за единицы принимают гравитац. постоянную, скорость света, постоянную Больцмана и постоянную Планка. Недостаток такой Е. с. е. состоит в том, что размеры единиц массы ($5{,}43 \cdot 10^{-5}$ *г*), длины ($4{,}02 \cdot 10^{-33}$ *см*) и времени ($1{,}34 \cdot 10^{-43}$ *сек*) оказываются совершенно неподходящими для практики. Кроме того, в такой системе

лишь в редчайших случаях применяемые ур-ния избавляются от размерных коэффициентов.

Более полезна и широко применяется в атомной физике система атомных единиц Хартри. Она принимает в качестве основных единиц заряд электрона ($e = 4{,}803 \cdot 10^{-10}$ СГСЕ), массу электрона ($m = 9{,}108 \cdot 10^{-28}$ *г*), радиус первой боровской орбиты атома водорода ($a_0 = \hbar^2/4\pi^2me^2 = 0{,}5292 \cdot 10^{-8}$ *см*) и постоянную Планка ($\hbar = h/2\pi = 1{,}0544 \cdot 10^{-27}$ *гсм*^{2}/*сек*). В этой системе единицей энергии является $e^2/a_0 = me^4/\hbar^2 = 4{,}359 \cdot 10^{-11}$ *эрг*, единицей времени — $\hbar^3/me^4 = 2{,}419 \cdot 10^{-17}$ *сек*. При рассмотрении атомных объектов в такой системе единиц ур-ния освобождаются от лишних числовых множителей, благодаря чему законы физики приобретают более простой вид. Напр., *Шредингера уравнение* для водородного атома в системе Хартри имеет вид:

$$\Delta\psi + 2(\varepsilon + 1/r)\psi = 0,$$

где r — радиальная координата, а ε — энергия атома водорода, выраженные в атомных единицах.

В релятивистской квантовой механике пользуются системой, в к-рой единицами являются $\hbar$, скорость света c и масса m к.-л. элементарной частицы (электрона или протона) в зависимости от того, какие процессы рассматриваются. За 4-ю единицу при этом часто берут постоянную Больцмана k. В такой системе единицей длины является комптоновская длина волны электрона $\hbar/mc \approx 3{,}85 \cdot 10^{-11}$ *см*, единицей времени $\hbar/mc^2 \approx 1{,}28 \cdot 10^{-21}$ *сек*, единицей энергии — энергия покоя электрона $mc^2 \approx 0{,}82 \cdot 10^{-12}$ *эрг*

Лит.: 1) Сена Л. А., Единицы измерения физических величин, М.—Л., 1951; 2) Бете Г. А., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960.

А. В. Воронель.

ЕСТЕСТВЕННЫЙ СВЕТ — совокупность некогерентных световых волн со всеми возможными плоскостями поляризации, причем интенсивность колебаний в любой такой плоскости в среднем одна и та же (см. *Поляризация света*). Свет, испускаемый отдельным свободным центром излучения (атомом, молекулой, узлом кристаллич. решетки и т. п.), чаще всего поляризован линейно, хотя существуют и излучатели, дающие более сложную поляризацию (напр., круговую). Положение плоскости поляризации зависит и от характера возбуждения. Приходящий в к.-л. точку свет, испускаемый отдельным атомом, сохраняет состояние поляризации в течение времени порядка 10^{-8} *сек* или меньше. При следующем акте излучения свет будет обладать иным направлением поляризации. В обычных случаях одновременно наблюдается излучение огромного числа центров, различно ориентированных и меняющих ориентацию по законам статистики. При полном статистич. беспорядке в излучении отдельных центров и их ориентации и получается Е. с.

Излучение большинства источников, встречающихся на практике, близко к естественному, однако нек-рые следы поляризации всегда наблюдаются. Эта поляризация происходит вследствие 2 процессов: прохождения света внутри источника от глубинных слоев наружу через поверхностные его области и прохождения света через среду от источника к наблюдателю (поляризация при отражении, поляризация света, рассеянного средой, дихроизм среды и т. п.). Напр., для ртутной лампы различие в интенсивности колебаний с различными направлениями может достигать 7—10%; еще больше это различие в свете неба. Прямой солнечный свет очень близок к Е. с.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), гл. XV, § 96, с. 101; 2) Вавилов С. И., Микроструктура света, Собр. сочинений, т. 2, М., 1952, ч. 2, гл. 4, § 13.

В. А. Кизель.

Ж

ЖАМЕНА ИНТЕРФЕРОМЕТР — см. *Интерферометр Жамена.*

ЖАМЕНА КОМПЕНСАТОР — см. *Интерферометр Жамена.*

ЖАМЕНА РЕФРАКТОМЕТР — см. *Интерферометр Жамена.*

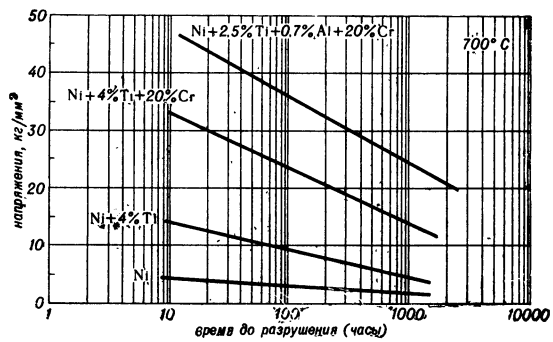
ЖАРОПРОЧНЫЕ СПЛАВЫ — сплавы, к-рые могут противостоять механич. нагрузкам при темп-рах, составляющих примерно 0,4—0,8 от темп-ры плавления. Одно из основных требований, предъявляемых к Ж. с., — способность выдерживать длительное время механич. нагрузки без существенных деформаций и разрушения. При длительной нагрузке, достаточной для деформирования материала, с течением времени происходит его пластич. деформация, т. е. осуществляется ползучесть, к-рая может привести к значит. изменению формы изделия или его разрушению.

Упрочнение Ж. с., как и вообще упрочненное состояние, достигается созданием структуры, препятствующей прохождению элементарных актов пластич. деформации, т. е. затрудняющей возникновение и движение дислокаций (см. *Упрочнение*). В чистых металлах это обеспечивается уменьшением размера областей кристаллич. решетки с правильным строением и увеличением степени разориентировки между ними. Структуру, присущую упрочненному состоянию чистых металлов или *твердых растворов* при высоких темп-рах, получают путем пластич. деформации ниже темп-ры рекристаллизации (*наклеп*). В твердых растворах дополнительным препятствием для движения дислокаций являются атомы или группы атомов растворенных элементов. В сложных двух- или многофазных сплавах пластич. деформация существенно затрудняется при равномерном распределении дисперсных частиц упрочняющей фазы или фаз. Как правило, наличие растворенных атомов и дисперсных частиц приводит также к локальному нарушению правильности строения кристаллич. структуры основы сплава, т. е. создает дополнит. упрочнение.

Упрочненное состояние Ж. с. достигается преимущественно термич. обработкой, приводящей к дисперсионному твердению. В зависимости от химич. состава сплавов упрочняющая фаза может быть карбидом, интерметаллидом или их смесью. График на рис. иллюстрирует увеличение времени до разрушения в зависимости от приложенных напряжений при 700° С для чистого Ni, раствора Ti и Cr на его основе и дисперсионно-твердеющего сплава на его основе (Ni + 2,5% Ti + 20% Cr + 0,7% Al).

Ж. с. применяются как в кованом виде, так и в литом. Упрочнение литых сплавов, как правило, обеспечивается наличием «каркаса» интерметаллидной или карбидной фаз, расположенного по границам зерен основной матрицы. В ряде случаев производится и термич. обработка литых сплавов, целью к-рой является дополнит. упрочнение их основы. Примером литого Ж. с. является сплав на основе кобальта (63% Co + 27% Cr + 6% Mo + 3% Ni + 3% C), к-рый может применяться до 800—850° С при напряжениях 15—20 *кг/мм²* сотни часов.

Все большее применение в качестве жаропрочных материалов получают сплавы, изготавливаемые металлокерамич. путем (спекание дисперсных порошков). Такие жаропрочные материалы получают при спекании карбидов, силицидов, нитридов, окислов и интерметаллич. соединений; пример — САП (спеченный алюминиевый порошок), в к-ром упрочнение обеспечивается наличием высокодисперсных частиц окиси алюминия и предварительной пластич. деформацией. Такой сплав может работать сотни часов при 400° С (0,72 от темп-ры плавления). Спресованная и спеченная смесь 65% TiC с 5% NbC + TlC + TaC, пропитанная 20% Co, при напряжениях 30 *кг/мм²* и 800—820° С не разрушается в течение 100 часов.



Основные особенности структуры Ж. с., обеспечивающие их высокую прочность, и сплавов, к-рые эксплуатируются в условиях обычных темп-р и скоростей деформации, существенно не различаются. Однако специфич. особенностью условий службы Ж. с. является их длит. пребывание при темп-рах, при к-рых состояние, обеспечивающее высокую прочность, становится весьма неустойчивым. Поэтому возникает задача сохранения этого состояния в течение длит. времени при повышенных темп-рах. Разупрочнение сплава при повышении темп-ры связано с огрублением (укрупнением частиц упрочняющей фазы, снятием искажений кристаллич. решетки) структуры, характерной для упрочненного состояния. Скорость процессов, приводящих к разупрочнению, в конечном итоге определяется подвижностью атомов (диффузией) в кристаллич. решетках фаз, составляющих сплав, к-рая, в свою очередь, зависит от величины межатомного взаимодействия в кристаллич. решетках этих фаз. Поэтому силы межатомных связей должны быть достаточными для сохранения состояния, обусловливающего высокое сопротивление пластич. деформации при повышенных темп-рах.

Другими важными факторами, с к-рыми связана скорость огрубления структуры, присущей состоянию с высокой прочностью, является способность к растворению частиц выделений и величина поверхностной энергии на границе раздела между фазами. Понижение способности к растворению частиц и уменьшение величины поверхностной энергии приводят к замедлению процесса укрупнения частиц упрочняющей фазы. Величина межатомного взаимодействия — главный фактор, определяющий выбор основы сплава и верхний температурный предел, до к-рого он может применяться. Поэтому основой для Ж. с. могут служить Ni, Fe, Co, Cr, Mo, Nb, Ta, W, характеризующиеся значительной величиной сил межатомного взаимодействия (высокие темп-ры плавления, большие модули упругости, малые коэфф. самодиффузии и т. п.) (см. табл.).

Металлы, служащие основой жаропрочных сплавов	Темп-ра плавления (°С)	Прочность при 20° С ($кг/мм^2$)	σ^* ($кг/мм^2$)	Плотность ρ ($г/см^3$)	σ^*/ρ
Ti	1660	30	~ 0,1	4,5	0,022
Zr	1860		~ 0,1	6,4	0,015
V	1730		0,3	5,96	0,05
Nb	2415	35	2,8	8,6	0,33
Ta	3030	35	3 — 4	16,6	0,18—0,24
Cr	1930	49	2 — 3	7,1	0,28—0,42
Mo	2625	52	3 — 4	10,2	0,29—0,38
W	3380	120	6	19,3	0,31
Pt	1771	12,5	~ 0,1	21,45	0,005
Pd	1554	—	0,3	11,9	0,03
Rh	1960	52	3	12,4	0,24
Ir	2443	—	6	22,4	0,27
Fe	1535	28	0,48	7,9	0,06
Co	1492	25	0,62	8,7	0,07
Ni	1453	21	0,25	8,9	0,03

* Напряжения, необходимые для деформации до 1% за 24 часа при 1000° С.

Понижение растворимости частиц упрочняющей фазы играет важную роль в металлокерамич. сплавах, сложнолегированных сталях с упрочнением карбидами, а также в литых сплавах. Третий фактор — уменьшение поверхностной энергии на границе раздела между дисперсными частицами и матрицей — наряду с двумя первыми — проявляется гл. обр. в сплавах, где упрочнение является следствием выделения частиц интерметаллич. фаз (напр., сплавы на основе никеля).

Жаропрочные металлы и сплавы по условиям службы можно разделить на 3 группы: сплавы, к-рые подвергаются значительным, но кратковременным (минуты — часы) механич. нагрузкам при высоких темп-рах; сплавы, к-рые находятся под нагрузкой при высоких темп-рах десятки и сотни часов; сплавы, к-рые предназначены для работы в условиях больших нагрузок и высоких темп-р тысячи, десятки, а иногда сотни тысяч часов. В зависимости от этого существенно меняются требования к структуре сплава. Напр., любая причина, обусловливающая неустойчивость структуры сплава при рабочих условиях, вызывает ускорение процессов деформирования и разрушения. Поэтому сплавы, предназначенные для длит. службы, подвергаются спец. стабилизирующей обработке, к-рая, хотя и может привести к нек-рому снижению прочности при кратковременном нагружении, делает сплав более устойчивым к длительному воздействию нагрузок.

Вследствие неустойчивости структуры с высокой прочностью, к-рую получают термич. обработкой на дисперсионное твердение для данной основы, литые сплавы, как правило, более жаропрочны, чем деформируемые. Это особенно проявляется при эксплуатации сплавов при темп-рах, близких к их темп-ре плавления. Т. к. Ж. с. применяются при высоких темп-рах, то большую роль играет их сопротивление окислению. В связи с этим сплавы на основе Mo, W, Nb и т. п. требуют спец. защиты. Существенное влияние на свойства Ж. с. оказывает наличие загрязнений различного рода. Поэтому большую роль при их изготовлении играет технология выплавки и обработки. В частности, значит. повышение свойств может быть достигнуто применением вакуумной плавки и чистых исходных материалов, особенно при изготовлении сплавов на основе металлов с объемноцентрированной кубич. решеткой (Fe, Cr, Mo и пр.), свойства к-рых особенно чувствительны к наличию незначит. количеств примесей.

Лит.: 1) Бернштейн М. Л., Стали и сплавы для работы при высоких температурах, М., 1956; 2) Саллли А., Ползучесть металлов и жаропрочные сплавы, пер. с англ., М., 1953; 3) Смит М. К., Основы физики металлов, пер. с англ., М., 1959; 4) Курдюмов Г. В., Природа упрочненного состояния металлов, «Металловедение и термическая обработка металлов», 1960, № 10. *В. М. Розенберг.*

ЖДУЩАЯ РАЗВЕРТКА — *развертка* (временно́е отклонение луча) электроннолучевого осциллографа, начало которой определяется произвольно расположенным на оси времени началом некоторого электрич. процесса. На рис. 1 показана примерная схема генератора Ж. р. (см. также *Генератор развертки*, *Генератор пилообразного напряжения*), выходное напряжение к-рого после усиления подается на отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки. Генератор запускается кратковременными нерегулярными импульсами (рис. 2, *а*). После каждого срабатывания генератор Ж. р. в течение любого произвольного интервала времени «ждет» прихода очередного запускающего импульса (рис. 2, *б*). Во время действия запускающего импульса происходит обратный ход развертки, а после его окончания начинается прямой ход развертки.

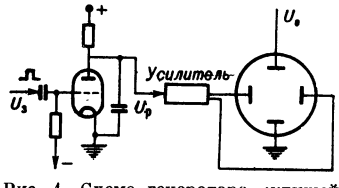


Рис. 1. Схема генератора ждущей развертки: $U_з$ — запускающий импульс; $U_р$ — напряжение развертки; $U_с$ — исследуемый сигнал.

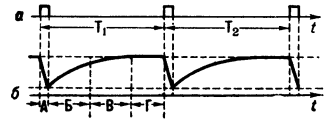


Рис. 2. Напряжение на генераторе ждущей развертки: *а* — запускающие импульсы; T_1, T_2... — произвольные интервалы времени; *б* — напряжение развертки; *А* — обратный ход развертки; *Б* — линейный рабочий участок прямого хода развертки; *В* — ее нелинейный нерабочий участок; *Г* — состояние «ожидания» очередного запускающего импульса.

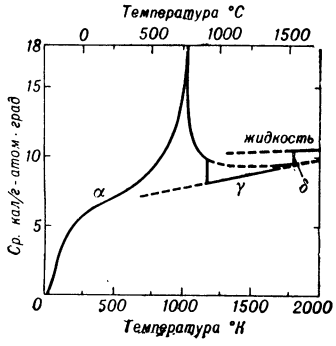
Кроме электроннолучевых осциллографов, Ж. р. применяются также в радиолокационных индикаторах и др. приборах, предназнач. для измерения временны́х интервалов и для наблюдения нерегулярных кратковрем. процессов.

Лит.: Нелепец В. С., Белоцерковский Г. Б., Основы радиолокации, М., 1954. *Ю. А. Шумихин.*

ЖЕЛЕЗА СТРУКТУРА — см. *Железо*.

ЖЕЛЕЗО (Ferrum) Fe — химич. элемент VIII гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 26, ат. в. 55,85. Состоит из четырех стабильных изотопов: Fe^{54} (5,84%), Fe^{56} (91,68%), Fe^{57} (2,17%) и Fe^{58} (0,31%). Из искусственно радиоактивных изотопов важнейшие, применяемые как меченые атомы, Fe^{55} ($T_{1/2}$ = 2,94 года) и Fe^{59} ($T_{1/2}$ = 45,1 дня). Конфигурация внешних электронов атома $3d^64s^2$. Энергия ионизации в *эв* составляет: ($Fe^0 \rightarrow Fe^+$) 7,87; ($Fe^+ \rightarrow Fe^{2+}$) 16,11; ($Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$) 43,43. Ж. — блестящий серебристо-белый вязкий и ковкий металл. С увеличением степени чистоты свойства Ж. значительно изменяются даже в области очень малых концентраций примесей. Приведенные

ниже данные относятся к наиболее чистому Ж. (если нет особого примечания). При темп-ре ниже 910° (здесь и ниже даются градусы Цельсия) Ж. существует в виде α-фазы, имеющей объемноцентрированную кубич. решетку с параметром $a = 2{,}86645$ Å (20°). Между 910° и 1400° устойчиво γ-Ж. с гранецентрированной кубич. решеткой, $a = 3{,}64$ Å. При $\alpha \rightleftarrows \gamma$ превращении обнаруживается температурный гистерезис. Выше 1400° снова стабильна объемноцентрированная кубич. решетка — δ-Ж., $a = 2{,}94$ Å. α-Ж. ферромагнитно до точки Кюри (769°). Парамагнитное α-Ж., существующее в интервале 769—910°, наз. β-Ж. Атомный радиус α-Ж. 1,26 Å, γ-Ж. 1,284 Å. Ионный радиус Fe^{2+} 0,80 Å, Fe^{3+} 0,67 Å. Плотность α-Ж. 7,874 *г/см*³ (20°). Вычисленная плотность γ-Ж. 8,0—8,1 *г/см*³, δ-Ж. 7,3 *г/см*³. $t°_{пл}$ 1539°; $t°_{кип}$ прибл. 3200°. Теплота плавления 3,64 *ккал/г-атом*; теплота испарения при $t°_{кип}$ 81,3 *ккал/г-атом*. Термич. коэфф. линейного расширения $11{,}7 \cdot 10^{-6}$ (при 20°). Теплопроводность 0,177 *кал/см · сек · град* (25°). Теплоемкость Ж. зависит от его структуры и сложным образом изменяется с темп-рой (см. рис.). При 20° атомная теплоемкость $C_p \approx 6$ *кал/г-атом·град*. Начиная с 250° теплоемкость резко возрастает, достигая в точке Кюри максимума ок. 18 *кал/г-атом · град*, затем круто снижается, образуя перелом при $\alpha \rightleftarrows \gamma$-превращении. Характеристич. темп-ра по Дебаю для Ж. равна 400. Удельное электросопротивление $9{,}7 \cdot 10^{-6}$ *ом · см* (20°); термич. коэфф. электросопротивления $6{,}51 \cdot 10^{-3}$ (0—100°).



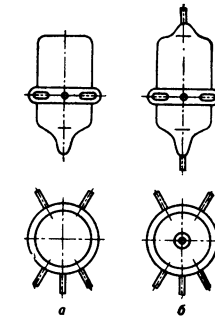
Зависимость атомной теплоемкости железа от температуры.

При исследовании Ж. до 0,75° К сверхпроводимость не была обнаружена. Наиболее важные магнитные характеристики Ж.: магнитный момент 1 *г* при насыщении 217,75 (20°); намагниченность насыщения 1714 (20°); индукция насыщения 21 580 (20°); число магнетонов Бора на атом 2,218; макс. проницаемость (для технич. Ж.) 5000; коэрцитивная сила (для технич. Ж.) 0,9. Механич. свойства Ж. при комнатной темп-ре: модуль нормальной упругости $19—21 \cdot 10^3$ *кГ/мм*²; температурный коэффициент модуля Юнга $4 \cdot 10^{-6}$; модуль сдвига $8{,}4 \cdot 10^3$ *кГ/мм*²; кратковременная прочность (на разрыв) 17—21 *кГ/мм*²; относительное удлинение 45—55%; твердость по Бринеллю 35—45 *кГ/мм*²; предел текучести при растяжении ($\sigma_{0{,}2}$) 10 *кГ/мм*²; ударная вязкость 30 *кГм/см*².

Ж. — металл средней химич. активности. В условиях службы и хранения легко подвергается *коррозии*. В сухом воздухе на поверхности Ж. образуется пассивирующая пленка окислов, предохраняющая металл от дальнейшего разрушения. Во влажном воздухе Ж. покрывается ржавчиной, состоящей гл. обр. из гидратированной окиси Ж. Как и его ближайшие аналоги — кобальт и никель, Ж. способно поглощать водород. В процессе катодного выделения Ж. при электролизе водород проникает в Ж. в виде протонов и, адсорбируясь на дефектах структуры, резко снижает прочность и пластичность Ж. (так называемая водородная хрупкость). В разбавленных кислотах металл растворяется с образованием солей 2-валентного Ж. Концентрированными азотной и серной кислотами пассивируется благодаря образованию тончайшей окисной пленки. В щелочах, за исключением их концентрированных горячих растворов, Ж. не растворяется. В химич. соединениях Ж. гл. обр. 2- и 3-, реже 6-валентно. Ж. в виде чугуна, стали и др. разнообразных сплавов является основой современной техники.

Лит.: 1) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 2) Гудремон Э., Специальные стали, пер. с нем., т. 1, М., 1959; 3) Ullmann, 3 Aufl., Bd 6, München — B., 1955, S. 261—428.

ЖЕЛУДЕВЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ — миниатюрные цельностеклянные *приемно-усилительные лампы* с жесткими (стержневыми) вводами, расположенными радиально в плоскости, перпендикулярной оси лампы (рис.). Желудевые пентоды имеют дополнит. вводы, расположенные сверху и снизу по оси лампы (рис., *б*). Название Ж. э. л. связано со сходством по форме и размерам с желудем. Ж. э. л. характеризуются малыми внешними размерами (диаметр стеклянной колбы $\leqslant 16{,}7$ *мм*; высота $\leqslant 39$ *мм*; габаритные размеры с вводами по диаметру — 29,4 *мм*, по высоте — 47,6 *мм*), малыми размерами электродов, отсутствием цоколя и расположением вводов, обеспечивающим минимальные межэлектродные емкости и индуктивности. Последнее позволяет применять Ж. э. л. на более высоких частотах, чем приемно-усилит. лампы нормальных габаритов. Если последние имеют на частоте 50 *Мгц* входное сопротивление $\approx 30\,000$ *ом* (см. *Входное сопротивление электронной лампы*), то у желудевых пентодов оно $\approx 80\,000$ *ом*. Ниже приведены основные параметры выпускаемых Ж. э. л. (см. *Параметры и характеристики электронных ламп*).



Расположение вводов в желудевых электронных лампах: *а* — желудевый триод; *б* — желудевый пентод.

Основные параметры Ж. э. л.

Параметры	6Ж1Ж	6К1Ж	6С1Ж
$U_н$ *в*	6,3	6,3	6,3
$J_н$ *а*	0,15	0,15	0,15
U_a *в*	250	250	250
U_c *в*	100	100	100
$U_{c'}$ *в*	—3	—3	—7
I_a *ма*	2,75	6,65	6,1
S *ма/в*	1,6	1,85	2,25
R_i *Мом*	1,2	0,7	0,0116
P_a *вт*	0,35	1,8	1,8

Ж. э. л. вытесняются т. н. «пальчиковыми» и сверхминиатюрными *электронными лампами*.

Лит.: 1) Salzberg B., Burnside D. G., «Proc. I. R. E.», 1953, v. 23, № 10, p. 1142; 2) Кауфман М. С. и Янкин Г. М., Электронные приборы, 2 изд., М.—Л., 1960.
С. М. Мошкович.

ЖЕСТКИЙ И МЯГКИЙ РЕЖИМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ колебаний. При жестком режиме в колебательной системе *автоколебания* возникают от начального толчка достаточно большой величины; при мягком режиме — от сколь угодно малых начальных толчков (в частности, вследствие наличия флуктуаций в самой автоколебат. системе).

Оба режима возбуждения могут быть проиллюстрированы на примере *лампового генератора* (автогенератора), в к-ром они определяются выбором рабочей точки на характеристике электронной лампы. В автогенераторе одновременно действуют прямая и обратная связи между цепями сетки и анода. Прямая связь характеризуется нелинейной зависимостью анодного тока лампы от управляющего напряжения на сетке; обратная связь — линейной зависимостью напря-

жения, управляющего лампой, от создающего это напряжение тока в колебат. контуре (или в анодной цепи генератора). При мягком режиме возбуждения автоколебания возникают за счет флуктуаций в цепях схемы. Возникшие колебания плавно нарастают до стационарной амплитуды. При жестком режиме колебания возбуждаются только в случае, если первоначальный электрич. толчок (напр., при включении анодного напряжения) превышает нек-рое определенное значение (зависящее от параметров лампы и схемы). При меньшем толчке колебания, возникшие в системе, затухнут и система возвратится в начальное состояние.

Ж. и м. р. в. поясняются *колебательными характеристиками:* $I_{a_1} = f(U_{упр})$, где I_{a_1} — амплитуда первой гармоники анодного тока генератора, $U_{упр}$ — амплитуда управляющего напряжения. В свою очередь, $U_{упр} = U_c + DU_a$, где U_c — перем. напряжение на сетке лампы, D — проницаемость лампы и U_a — перем. напряжение на ее аноде. Для большинства генераторных ламп проницаемость D мала и можно принять: $U_{упр} \approx U_c$. Вид колебат. характеристики и режим генератора зависят от выбора рабочей точки па характеристике лампы. Если рабочая точка P_1 (рис. 1, *а*) выбрана на середине линейного участка

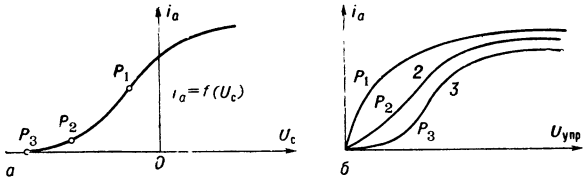


Рис. 1. *а* — характеристика лампы; *б* — колебательные характеристики: *1* — мягкого режима возбуждения; *2* и *3* — жесткого режима возбуждения.

характеристики, то колебат. характеристика имеет вид кривой *1* (рис. 1, *б*). Здесь при малых значениях управляющего напряжения I_{a_1} вначале возрастает почти пропорционально $U_{упр}$; в дальнейшем рост тока замедляется вследствие влияния верхнего загиба характеристики и перехода лампы к т. н. перенапряженному режиму, ведущему к уменьшению анодного тока I_{a_1}. В случае выбора рабочей точки в области нижнего загиба характеристики лампы (точка P_2 или — еще левее — точка P_3) колебат. характеристики имеют, соответственно, вид кривых *2* и *3* (рис. 1, *б*). Для учета влияния обратной связи в автогенераторе пользуются т. н. прямой обратной связи, характеризующей зависимость амплитуды возбуждающего напряжения U_c от амплитуды анодного тока I_{a_1} (или от пропорционального ему тока в контуре). Ее пересечение с колебат. характеристикой (рис. 2, *а*) определяет величины установившихся амплитуд $U_{упр} \approx U_c$ и I_{a_1}. Колебат. характеристика и прямая обратной связи изображены на рис. 2, *а*.

Из рис. 2, *а* видно, что колебат. характеристика и прямая обратной связи, выходя из начала координат, пересекаются в точке A, в к-рой имеет место соответствие между колебаниями, подводимыми к сетке лампы за счет обратной связи, и величиной I_{a_1}, т. е. в системе осуществляется энергетич. баланс — компенсация всех потерь за каждый период колебаний. Для тех значений амплитуды колебаний, при к-рых колебат. характеристика проходит выше прямой обратной связи, энергия, вкладываемая в систему за счет работы лампы в цепи обратной связи, превосходит потери и амплитуда колебаний будет нарастать. Поэтому, если в результате любого сколь угодно малого толчка на сетке лампы возникло управляющее напряжение $U'_{упр}$, то в системе возникнет колебат. процесс, монотонно нарастающий до тех пор, пока не будет достигнута стационарная

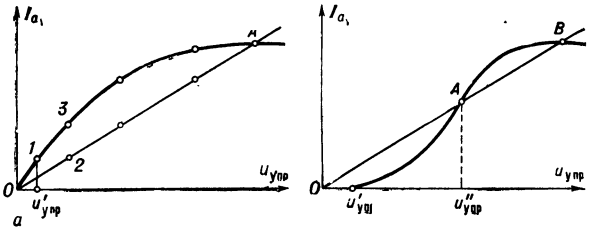


Рис. 2. Колебательные характеристики автогенератора: *а* — при мягком режиме возбуждения; *б* — при жестком режиме возбуждения; *OAB* — прямая обратной связи; *A* — точка неустойчивого и *B* — точка устойчивого режимов колебаний.

амплитуда (точка A). Т. о., в этом случае имеет место мягкий режим возбуждения колебаний. Случайное уменьшение или увеличение управляющего напряжения кончается возвращением значения амплитуды вновь в точку A, т. е. режим автоколебаний в этом случае устойчив.

В случае рис. 2, *б* флуктуации, вызывающие управляющие напряжения, меньшие $U'_{упр}$, вообще не вызовут анодного тока и колебаний. При возникшем в схеме генератора напряжении, большем $U'_{упр}$, но меньшем $U''_{упр}$, возникнут затухающие колебания. В точке A при управляющем напряжении $U''_{упр}$ условия самовозбуждения выполняются, но колебания неустойчивы, т. к. малейшее случайное уменьшение управляющего напряжения ведет к их срыву, а увеличение этого напряжения — к нарастанию амплитуды колебаний и переходу в точку B, где колебания устойчивы. Следовательно, в этом случае устойчивые колебания возникают лишь при начальном толчке такой величины, что управляющее напряжение превосходит $U''_{упр}$, т. е. имеет место жесткий режим возбуждения колебаний. Для того чтобы генератор самовозбуждался, необходим мягкий режим. Однако для получения высокого кпд генератора, в установившемся режиме он должен работать с отсечкой анодного тока. Необходимое для этого относительное отрицат. смещение (рабочая точка на нижнем загибе характеристики лампы P_2 или P_3) привело бы к жесткому режиму. Чтобы по мере нарастания колебаний обеспечить переход рабочей точки с средней части характеристики лампы на нижний загиб, применяется гридлик, автоматически смещающий рабочую точку за счет возникающего при колебаниях сеточного тока.

На фазовой плоскости мягкому режиму возбуждения соответствует неустойчивая особая точка и устойчивый предельный цикл (см. *Автоколебания*) с амплитудой, определяемой точкой A на рис. 2, *а*, а жесткому режиму — устойчивая особая точка, неустойчивый предельный цикл с амплитудой, соответствующей точке A (на рис. 2, *б*), и устойчивый предельный цикл с амплитудой, соответствующей точке B (на рис. 2, *б*).

Лит.: 1) Ицхоки Я. С., Нелинейная радиотехника, М., 1955; 2) Гоноровский И. С., Основы радиотехники, М., 1957; 3) Харкевич А. А., Нелинейные и параметрические явления в радиотехнике, М., 1956.

В. М. Тимофеев.

ЖЕСТКО-ПЛАСТИЧЕСКОЕ ТЕЛО — абстрактная (математическая) модель пластического тела, основанная на возможности пренебречь в ряде случаев упругими деформациями тела по сравнению с пластическими. Использование понятия Ж.-п. т. приводит

к идеализированным соотношениям между напряжением и деформацией (рис. 1). Реальное пластич. тело можно рассматривать как Ж.-п. т., если оно находится в условиях, когда пластич. деформации не ограничены величиной упругих деформаций (напр., при образовании шейки в образце при растяжении, рис. 2). В противном случае пластич. деформирование является стесненным (напр., в толстостенной трубе под действием внутреннего давления внутр. часть находится в пластич. состоянии, а внешняя — испытывает упругие деформации, ограничивающие величину пластич. деформаций, рис. 3), и понятие Ж.-п.т. физически не оправдано.

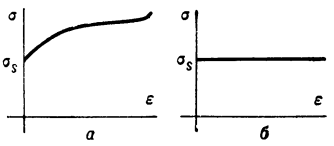


Рис. 1. Диаграммы напряжения σ и деформации ε растягиваемых образцов из жестко-пластического материала: *а* — материал с произвольным упрочнением; *б* — идеальный жестко-пластический материал.

Рис. 2.

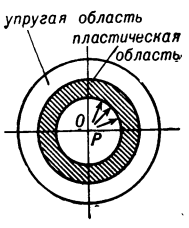


Рис. 3.

Рис. 2. Растяжение плоского толстого образца: *ABCDBE* — пластическая область.

Рис. 3. Деформация толстостенной трубы под действием внутреннего давления *P*.

Модель Ж.-п. т. позволяет учесть в идеализированном виде такие свойства материалов, как пластич. течение, упрочнение, *Баушингера эффект*, анизотропию и т. п. Большое развитие в математической теории пластичности (см. *Пластичности теория*) получила теория идеального (т. е. неупрочняющегося) Ж.-п. т. (рис. 1, *б*).

Лит.: 1) Качанов Л. М., Основы теории пластичности, М., 1956; 2) Прагер В. и Ходж Ф. Г., Теория идеально пластических тел, пер. с англ., М., 1956; 3) Хилл Р., Математическая теория пластичности, пер. с англ., М., 1956, гл. 6. *Д. Д. Ивлев.*

ЖЕСТКОСТЬ — способность тела или конструкции сопротивляться образованию *деформаций*. Если материал подчиняется *Гука закону*, то характеристикой Ж. является *модуль упругости E* при растяжении, сжатии, изгибе и модуль упругости *G* при сдвиге.

Ж. (конструктивная) характеризуется численно при растяжении и сжатии стержня — произведением *ES* (*S* — площадь поперечного сечения стержня); при изгибе балки — произведением *EI* (*I* — момент инерции поперечного сечения относительно нейтральной оси); при сдвиге — произведением *GS*; при кручении — GI_k (I_k — момент инерции при кручении, т. е. геометрич. характеристика поперечного сечения, зависящая от его формы и размеров; для круглого и кольцевого сечений I_k — полярный момент инерции).

При изгибе пластин и оболочек жесткость равна $Eh^3/12(1-\mu^2)$, где h — толщина их, μ — *Пуассона коэффициент*.

При проверке конструкции или элемента конструкции на Ж. устанавливаются границы возможных, с точки зрения эксплуатации, деформаций, которые не должны превышать определенных величин; напр., прогиб балки не должен превышать определенных долей длины пролета. Ж. имеет существенное значение при расчете конструкций на устойчивость.

В. Ф. Яценко.

ЖИВОЕ СЕЧЕНИЕ — сечение потока жидкости (в трубопроводе, канале, реке и т. п.), во всех своих точках перпендикулярное направлению вектора скорости. Практически за Ж. с. принимают сечение, перпендикулярное направлению вектора средней скорости на данном участке потока. Величина площади Ж. с. имеет существ. значение для определения расхода воды и влияет на величину и распределение скоростей течения; кроме того, важными характеристиками Ж. с. являются средняя глубина, или *гидравлический радиус*, и форма сечения.

ЖИДКИЕ ДИЭЛЕКТРИКИ имеют весьма большое значение в электротехнике и в лабораторной практике вследствие их более высокой электрич. прочности, диэлектрич. проницаемости ε и удельной теплопроводности по сравнению с воздухом или другими газами при давлении, близком к атмосферному. Поэтому при удалении воздуха из пор в волокнистой или иной пористой твердой изоляции, из промежутков между обмотками и корпусом электрич. аппарата и т. п. и замещении его Ж. д. (при заливке Ж. д. корпусов трансформаторов, конденсаторов, блоков радиоаппаратуры, при пропитке Ж. д. бумажной изоляции конденсаторов или силовых кабелей высокого напряжения и т. п.) имеет место существенное повышение допускаемого рабочего напряжения аппарата и его мощности. При пропитке Ж. д. бумажной изоляции конденсатора удается также значительно повысить его емкость (см. *Бумаги электроизоляционные*).

Из Ж. д. наиболее широко применяются электроизоляционные минеральные (нефтяные) масла, представляющие собой тщательно очищенные от влаги и др. примесей и загрязнений продукты фракционной перегонки нефтей; по химич. составу это — смеси различных углеводородов, и потому они являются практически неполярными диэлектриками с ε порядка 2,2—2,4 и малым углом диэлектрич. потерь (после хорошей очистки tgδ при нормальной темп-ре менее 0,001). При повышении темп-ры tgδ быстро растет (рис. 1). Электрич. прочность масла сильно зависит от содержания в нем примесей, в особенности воды (рис. 2). Лишь у масел исключительно высокой степени очистки удается заметить зависимость электрич. прочности от состава и происхождения масел, у масел же обычной («технической») степени очистки электрич. прочность практически определяется наличием воды и др. примесей. На рис. 3 показан пример зависимости от темп-ры кинематической вязкости одного из электроизоляц. масел; величина вязкости и степень ее снижения при повышении темп-ры являются практически весьма важными характеристиками масла. Плотность масла порядка 0,88—0,89 *г/см*^{3}, удельная теплоемкость 0,43—0,58 *ккал/кг · град*, удельная теплопроводность 0,0015—0,00165 *вт/см · град*. Охлаждающая способность масла в 25—30 раз выше, чем воздуха. Объемный температурный коэфф. расширения 0,00065 *град*$^{-1}$.

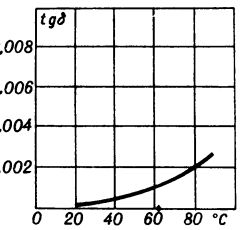


Рис. 1. Зависимость tg δ электроизоляционного (трансформаторного) масла (при частоте 50 *гц*) от температуры.

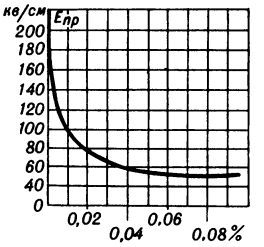


Рис. 2. Зависимость электрич. прочности трансформаторного масла от содержания в нем воды.

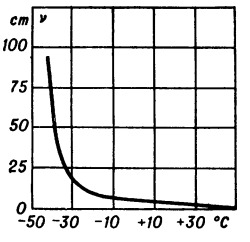


Рис. 3. Зависимость кинематической вязкости ν трансформаторного масла от температуры.

Однако нефтяные электроизоляц. масла имеют и свои недостатки: они горючи, что может при неправильной эксплуатации явиться причиной пожаров и взрывов; при повышенных темп-рах (особенно выше 80—90° С) подвергаются тепловому старению, т. е. постепенному ухудшению свойств: повышается вязкость масла, оно темнеет, в нем образуются имеющие кислую реакцию продукты химического изменения, сперва растворимые в масле, а затем выпадающие в осадок. Старение масла существенно ускоряется при повышении темп-ры, при наличии катализаторов (в частности, меди и нек-рых др. металлов), при доступе кислорода, при действии света. Поэтому масло в электротехнич. установках приходится систематически очищать от продуктов старения («регенерировать») и принимать различные меры для замедления старения. При высоких рабочих темп-рах (примерно выше 120° С) масло практически непригодно. Кроме того, малое значение ε в случае применения масла для пропитки бумажных конденсаторов нежелательно, так как ограничивает ε пропитанной бумаги. Поэтому наряду с нефтяными маслами получают все более широкое распространение др. Ж. д., преимущественно синтетические.

Хлорированные углеводороды с несимметричным строением молекул (в СССР — совол и совтол) являются типичными полярными диэлектриками с повышенными значениями ε и характерными зависимостями ε и tgδ от темп-ры и частоты (рис. 4). Эти Ж. д., которые могут быть весьма разнообразными по физич. характеристикам, практически огнебезопасны, но при действии пламени выделяют дым и едкие газы, содержащие хлор; они широко применяются для пропитки бумажных конденсаторов, обеспечивая высокое значение емкости в данных размерах. Плотность совола близка к 1,5 *г/см*³. Температурный коэфф. расширения 0,001 *град*⁻¹. Вязкость совола много больше, чем электроизоляционных нефтяных масел.

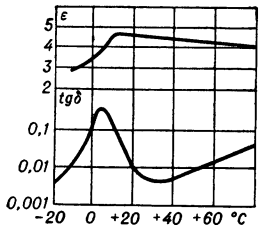


Рис. 4. Зависимость ε и tgδ совола (при частоте 50 *гц*) от температуры. Масштаб tgδ — логарифмический.

Следующие ступени разработки и усовершенствования синтетических Ж. д. — кремнийорганические и фторорганич. жидкости (см. также *Электроизоляционные материалы*). Эти жидкости, обладая высокими электроизоляционными свойствами, весьма нагревостойки и могут употребляться в установках с очень высокими рабочими темп-рами. Фторорганич. жидкости совершенно негорючи. Для кремнийорганич. жидкостей характерна малая зависимость вязкости от темп-ры, но высокая сжимаемость при действии внешнего давления. В нек-рых устройствах для интенсивного охлаждения используются фторорганич. жидкости, к-рые в наиболее горячем месте испаряются, обеспечивая тем самым интенсивное охлаждение, а затем конденсируются в охлаждаемой части корпуса аппарата («кипящая изоляция»); при этом пользуются свойством фторорганич. соединений в виде газов и паров в смеси с воздухом повышать электрич. прочность последнего. Как кремнийорганические, так и фторорганич. жидкости обладают весьма высокими электроизоляц. свойствами и ничтожно малой гигроскопичностью. Это приводит к расширению области применения этих синтетич. Ж. д., хотя они пока еще сравнительно весьма дороги.

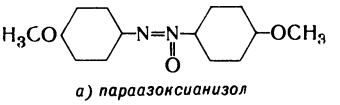
Лит.: 1) Бурьянов Б. П., Трансформаторное масло, 3 изд., М.—Л., 1955; 2) Кан А. В., Косякин А. Р., Старение и регенерация минеральных масел, М.—Л., 1946; 3) Крейн С. Э., Стабилизация турбинных и трансформаторных масел, М.—Л., 1948; 4) Курлин М. В., Жидкие диэлектрики, в кн.: Справочник по электротехническим материалам, т. 1, ч. 1, под ред. Ю. В. Корицкого и Б. М. Тареева, М.—Л., 1958; 5) Лосиков Б. В., Физико-химические основы регенерации масел, 2 изд., М.—Л., 1948; 6) Совол. Новая негорючая изолирующая жидкость, под ред. К. А. Андрианова и Ф. А. Квинтера, М.—Л., 1937; 7) Фторорганические электроизоляционные материалы, пер. статей под ред. Б. М. Тареева, М.—Л., 1957; 8) Черножуков Н. И., Крейн С. Э., Лосиков Б. В., Химия минеральных масел, М.—Л., 1951. См. также лит. к ст. *Диэлектрики, Электроизоляционные материалы.*

Б. М. Тареев.

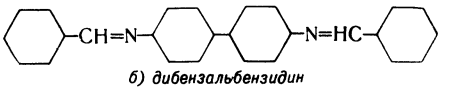
ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ (жидкокристаллическое состояние, мезоморфное состояние) — состояние, в к-ром обнаруживаются структурные свойства, промежуточные между свойствами твердого кристалла и жидкости. В таком состоянии могут находиться нек-рые вещества в определенном, характерном для каждого из них, температурном интервале. При более низких темп-рах вещество — твердый кристалл, при более высоких — оно превращается в обычную аморфную жидкость.

Характерная особенность Ж. к. — мутность, обусловленная беспорядочным двойным лучепреломлением. Ж. к. в толстых слоях неоднородно анизотропны и по своим оптич. свойствам подобны системе мелких хаотически ориентированных кристаллитов. Такая «спонтанная» (не вызванная воздействием внешнего поля) анизотропия Ж. к. существует наряду с большой текучестью: многие из них имеют вязкость, лишь незначительно превышающую вязкость воды.

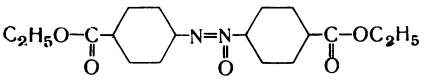
Для образования Ж. к. необходима вытянутая линейная (неразветвленная) форма молекул вещества. По-видимому, весьма существ. роль играет также наличие бензольных колец в молекулярной цепи. Напр., параазоксианизол (рис. 1, *а*), дающий Ж. к. от 114°



а) параазоксианизол



б) дибензальбензидин



в) этиловый эфир азоксибензойной кислоты

Рис. 1.

до 135° С, дибензальбензидин (234—260° С; рис. 1, *б*) или этиловый эфир азоксибензойной кислоты (100—120° С; рис. 1, *в*).

В нек-рых случаях бензольное кольцо может быть заменено диеновой группой (двумя двойными связями С=С). Ж. к. дают также производные холестерина (напр., холестерилбензоат), хотя их молекулы имеют форму плоских пластин.

Различают 2 основных типа жидкокристаллич. веществ: «нематический» и «смектический» [терминология Ж. Фриделя (G. Friedel)], или, соответственно, «жидкие кристаллы» и «текучие кристаллы» [более старая терминология О. Лемана (O. Lehmann)]. Их внешние различия легко заметны при наблюдении в поляризац. микроскоп. Нематич. Ж. к. в сплошном слое обнаруживают характерные нитеобразные структуры; отдельные их капли, окруженные аморфно-жидкой средой, имеют сферич. форму. Смектич. Ж. к. в поляризованном свете весьма схожи с растворами мыла, а образуемые ими капли нередко имеют форму конусов, палочек и ступенчатых структур.

По данным рентгеноструктурного анализа, как в аморфно-жидкой, так и в нематич. фазах, молекулы

расположены так, что их длинные оси взаимно параллельны, однако в первом случае существует ориентационный ближний порядок, а во втором (рис. 2, *а*) — ориентац. дальний порядок (одноосный, т. к. дальняя корреляция в направлениях поперечных осей молекулы отсутствует). Координац. дальний порядок (упорядоченность во взаимном расположении центров тяжести молекул) в нематич. Ж. к., как и в обычной аморфной жидкости, отсутствует. Это связано со свободой всех 3 поступат. перемещений молекул. Поэтому вязкость вещества в нематич. фазе мало отличается от его вязкости в аморфно-жидком состоянии.

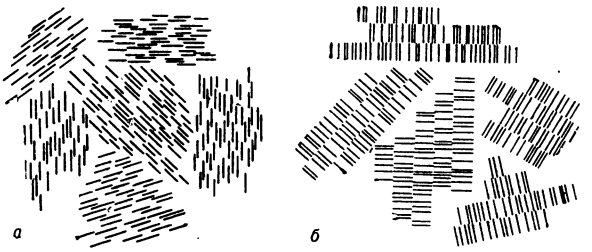


Рис. 2. Состояние упорядоченности нематического (*а*) и смектического (*б*) мезоморфного вещества (по Фриделю).

В смектич. Ж. к. существуют эквидистантные (смектич.) плоскости, в к-рых закреплены концы молекул, тогда как продольные оси молекул нормальны к этим плоскостям (рис. 2, *б*). Координац. и ориентац. порядки в направлениях, нормальных продольным осям молекул, как и в нематич. жидкостях, отсутствуют. С понижением темп-ры, по-видимому, возможно появление плотной гексагональной цилиндрич. упаковки палочкообразных молекул. Смектич. Ж. к. — вещества с одноосным ориентационным и одномерным (в направлении продольных осей молекул) трансляционным дальним порядком. Общая трансляц. подвижность молекул (текучесть) и ступенчатая форма капель смектич. Ж. к. обеспечиваются взаимным скольжением смектич. плоскостей.

Ж. к. холестерич. типа (разновидность нематич. Ж. к.) характеризуются одноосным ориентац. порядком, возникающим за счет параллельной ориентации плоскостей пластинчатых молекул. При этом ось симметрии кристалла нормальна к молекулярным плоскостям. Координац. порядок здесь отсутствует, а текучесть вещества обеспечивается поступат. скольжением и вращением молекул в их плоскости.

По степени молекулярной упорядоченности Ж. к. занимают промежуточное положение между твердыми кристаллами (трехмерный координац. и трехосный ориентац. дальний порядок) и аморфными жидкостями (отсутствие дальнего порядка), отсюда назв. «мезофаза» (мезо—промежуточная). Более высокая степень порядка смектич. фазы по сравнению с нематической, по-видимому, объясняется тем, что распределение центров молекулярного взаимодействия в молекулах нематич. Ж. к. более равномерно по их длине (азоксианизол), тогда как молекулы смектич. Ж. к. содержат отдельные более локализованные центры сильного притяжения (напр., концевые группы этилового эфира азоксибензойной кислоты). Поэтому потенц. энергия взаимодействия двух палочкообразных молекул нематич. Ж. к. зависит гл. обр. от угла между их осями, а в смектич. Ж. к. она значительно изменяется также и при их параллельном смещении.

Одно и то же вещество иногда может находиться в двух мезоморфных состояниях (напр., этиловый эфир параэтоксибензальаминокоричной кислоты); при этом температурный интервал смектич. состояния лежит ниже интервала нематич. фазы. Фазовые переходы в мезоморфных веществах всегда происходят в определенном порядке: 1) твердокристаллич. фаза $\rightleftarrows$ $\rightleftarrows$ смектическая $\rightleftarrows$ нематическая $\rightleftarrows$ аморфно-жидкая или 2) твердокристаллическая $\rightleftarrows$ смектическая $\rightleftarrows$ $\rightleftarrows$ аморфно-жидкая. В точках перехода имеет место ступенчатое (скачкообразное) изменение степени упорядоченности, т. е. это — фазовые превращения 1-го рода, что подтверждается также существованием конечной (хотя и незначительной) теплоты превращения. Для азоксианизола теплота плавления нематич. фазы в аморфную составляет 1,8 *кал/г*, что в десятки раз менее обычных теплот плавления органич. твердых кристаллов. Малая разница в свободных энергиях (химич. потенциалах) жидкокристаллич. и аморфно-жидкого состояний приводит к возникновению в изотропной фазе ряда веществ т. н. гетерофазных флуктуаций, обнаруживающихся по аномально большим величинам магнитного и динамич. двойного лучепреломления вблизи темп-р превращения в анизотропно-жидкую фазу.

В подвижных Ж. к. нематич. типа под влиянием магнитного или электрич. поля или ориентирующего действия поверхности твердого тела получается однородно ориентированное в больших объемах вещество, анизотропное по оптич., диамагнитным и диэлектрич. свойствам с симметрией одноосного кристалла. Для нематич. Ж. к. оптич. и диамагнитная анизотропии, как правило, положительны (максимум поляризуемости и минимум диамагнетизма в направлении оптич. оси). Диамагнитная анизотропия в основном обусловлена наличием бензольных колец в молекуле и пропорциональна их числу. Диэлектрич. анизотропия может быть как положительной, так и отрицательной, в зависимости от величины и направления дипольного момента в молекуле. Температурная зависимость оптич., диамагнитных и диэлектрич. свойств параазоксианизола представлена на рис. 3

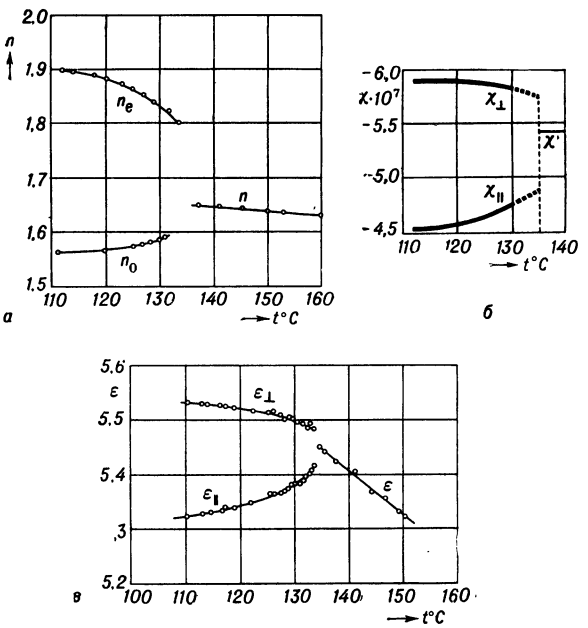


Рис. 3. Оптические (*а*), диамагнитные (*б*) и диэлектрические (*в*) свойства параазоксианизола в мезоморфном и аморфно-жидком состояниях: n — показатель преломления; χ — удельная диамагнитная восприимчивость; ε — диэлектрическая проницаемость в аморфно-жидком состоянии; n_0, $\chi_\parallel$, $\varepsilon_\parallel$ и n_e, $\chi_\perp$, $\varepsilon_\perp$ —те же величины в направлении, параллельном и перпендикулярном молекулярным осям мезоморфной фазы.

С ростом темп-ры анизотропия мезоморфной фазы падает в соответствии с уменьшением степени упорядоченности. Ж. к. также анизотропны в своих гидродинамических свойствах, электропроводности и вязкости. При действии внешних сил, стремящихся изменить направление молекулярных осей (магнитное поле, поворот ориентирующей поверхности твердого тела), в однородно ориентированных анизотропно-жидких слоях могут иметь место упругие деформации из-за наличия ориентационного дальнего порядка. При этом возникают структуры, в к-рых направления осей молекул плавно меняются от слоя к слою, аналогично картинам, наблюдаемым в обычных твердых телах при деформациях изгиба или кручения. Однако между деформациями твердого и жидкого кристаллов имеется существенное различие. В твердом теле восстанавливающими упругими силами являются силы, противодействующие сдвигам. В Ж. к. при неизменном объеме в равновесных условиях такие силы отсутствуют. При «изгибе» нематич. Ж. к. возникают восстанавливающие упругие моменты сил, непосредственно противодействующие искривлениям, т. е. изменениям углов между молекулярными осями. Основное ур-ние упругой деформации Ж. к. аналогично закону Гука $M=Ad\varphi/dx$, где M— упругий вращающий момент, приложенный к единице площади сечения анизотропной жидкости, нормального оси x, вдоль к-рой имеет место градиент угла ориентации молекулярных осей ($d\varphi/dx$ — мера деформации), A — константа (модуль) упругости вещества, имеющая размерность силы. Величина A может быть определена экспериментально методом изучения деформации анизотропно-жидких слоев в магнитном поле. Она имеет порядок величины 10^{-6} *дин* и резко уменьшается с повышением темп-ры Ж. к.; A непосредственно зависит от энергии упорядочения вещества и может быть теоретически связана с теплотой превращения мезофазы в аморфную жидкость.

Характерные свойства обнаруживают Ж. к. в опытах по изучению кинетики их деформации внешним полем. При включении поля, изменяющего направление, переориентация молекулярных осей Ж. к. протекает весьма медленно (неск. секунд, в аморфной жидкости 10^{-10}—10^{-12} *сек*). Поэтому во вращающемся поле анизотропно-жидкое вещество приходит во вращательное движение, причем его ось следует за направлением поля с нек-рым сдвигом по фазе. Это явление было использовано для определения диамагнитной анизотропии Ж. к.

Молекулярный порядок, аналогичный жидкокристаллическому, иногда наблюдается также у веществ, к-рые не мезоморфны в обычном смысле слова. Так, в водных растворах щелочных солей жирных кислот (мыла) образуются мицеллы, имеющие структуру смектич. Ж. к. Смектич. порядок существует также в нек-рых высокомолекулярных веществах (нити из найлона). Теория Ж. к. разработана слабо. Получены [5] лишь общие соотношения, описывающие свойства жидкостей при нецентральном взаимодействии частиц.

Лит.: 1) Kast W., Ordnung in mesomorphen Schmelzen und Seifenlösungen, в кн.: Die Physik der Hochpolymeren, Bd 3, B., 1955; 2) Млодзеевский А. Б., Молекулярная физика, 5 изд., М.—Л., 1941; 3) «Z. Kristallog...», 1931, Bd 78, H. 1—4; 4) Configurations and interactions of macromolecules and liquid cristals, «Dis. Faraday Soc.», 1958, № 25, p. 1—8, 79; 5) Глауберман А. Е., Теория систем с нецентральным законом взаимодействия частиц, «ИАНСССР. Сер. физ.», 1958, т. 22, № 3, с. 254, 262. *В. Н. Цветков.*

ЖИДКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ — вещества, обладающие полупроводниковыми электрич. свойствами в жидком состоянии. Наиболее изученную и важную группу Ж. п. представляют расплавы оксидов, сульфидов, селенидов и теллуридов. Ж. п. могут обладать как электронной, так и дырочной проводимостью. Классич. примером Ж. п. с дырочной проводимостью является расплавленный селен. В случае оксидов, селенидов, сульфидов и теллуридов тяжелых металлов, начиная с металлов первой переходной группы, в расплавах обычно наблюдается преобладание электронной проводимости.

В достаточно широком интервале температур полупроводниковые свойства жидкости могут перейти в металлические. Подобный переход связан с соответствующими изменениями структуры жидкости и преобладающего типа связи. Так, система Te—Se является хорошим примером не только закономерного изменения структуры расплава и электрич. свойств при переходе от теллура к селену, но, что более существенно, на примере этой системы видно, что по мере прогрева этих расплавов отчетливо проявляется решающая роль ближнего порядка для полупроводниковых свойств.

Все сплавы системы Te—Se в твердом состоянии являются по электрич. свойствам полупроводниками. Плавление этих сплавов сказывается на их свойствах по-разному в зависимости от состава. Теллур и сплавы, богатые теллуром, при плавлении и дальнейшем прогреве жидкости дают быстрое уменьшение удельного сопротивления и при достаточном нагреве становятся типичными жидкими металлами. В этой группе сплавов в жидком состоянии наблюдается отчетливое соответствие между переходом от полупроводниковых свойств к металлическим и изменением структуры расплава, связанным с разрушением (диссоциацией) гомеополярных связей вдоль цепочек и усилением металлич. связей. Температурный интервал, отделяющий этот переход от темп-ры плавления, возрастает от 80° С для чистого теллура до неск. сот градусов для сплавов с содержанием 20—40% Se. Структурные изменения в этих расплавах отчетливо видны из температурного хода вязкости, к-рая при достаточном нагреве становится типично металлической, хотя вблизи темп-ры плавления сказывается наличие цепочечной структуры в расплавах.

Анализ данных показывает необходимость учета изменения характера связей (статистика ближнего порядка), происходящего в процессе нагревания. Эти выводы согласуются с «аномальной» температурной зависимостью плотности расплавов, богатых теллуром. Наблюдающиеся максимумы плотности расплавов при изменении температурной зависимости плотности связаны с процессом быстрой металлизации связей при нагреве расплава и соответствующей этому более плотной средней упаковки, что перекрывает обычный эффект расширения тела при нагревании.

Сплавы, богатые селеном, ведут себя прямо противоположно сплавам, богатым теллуром. Действительно, при плавлении их сопротивление значительно возрастает, и температурная зависимость электропроводности расплава имеет типичный полупроводниковый ход. Вязкость этих расплавов даже при высоких темп-рах значительно выше, чем у металлов, и металлизация их свойств с нагреванием до 800° С практически не наблюдается. Плавление этих сплавов сопровождается значительным расширением, что соответствует разрыхлению связей между цепочками, составляющими вещество.

Между этими крайними случаями имеются и все промежуточные. В частности, при составе расплава 70% Se и 30% Te электропроводность при плавлении почти не изменяется, температурная зависимость сопротивления в твердом и жидком состояниях примерно одинакова и относительно мала.

Другим характерным примером изменения свойств полупроводников при плавлении являются данные о электропроводности и плотности Si, Ge, GaSb, InSb, HgSe, HgTe в твердом и жидком состояниях (см. рис.) [5, 6]. Для Si экспериментально доказано

увеличение плотности при плавлении, но температурная зависимость плотности подробно не исследована.

Плавление Si, Ge, GaSb и InSb сопровождается резким увеличением электропроводности до значений, типичных для жидких металлов, и соответствующим изменением температурного коэффициента сопротивления несколько выше темп-ры плавления. Т. о., эти вещества в твердом состоянии являются полупроводниками с преобладающим гомеополярным типом связей, а в жидком состоянии — металлами с преобладающим металлич. типом связей. Плавление Si, Ge, GaSb и InSb сопровождается повышением плотности, что соответствует перестройке структуры ближнего порядка в направлении повышения координац. числа. Эти данные находятся в соответствии с рентгенографич. и электронографич. данными о структуре расплавов.

Плавление HgTe сопровождается сложным изменением электропроводности и плотности с ростом темп-ры и может быть объяснено диссоциацией гомеополярных связей между Hg и Te в интервале темп-ры порядка 50—100°C выше темп-ры плавления. В конечном счете в этом случае наблюдается металлизация связей. Следует отметить, что аналогичные аномалии наблюдаются вблизи темп-ры плавления и у Si, Ge, GaSb и InSb, но они выражены значительно слабее и охватывают меньший интервал темп-ры. Для GaAs наблюдается картина, близкая к HgTe.

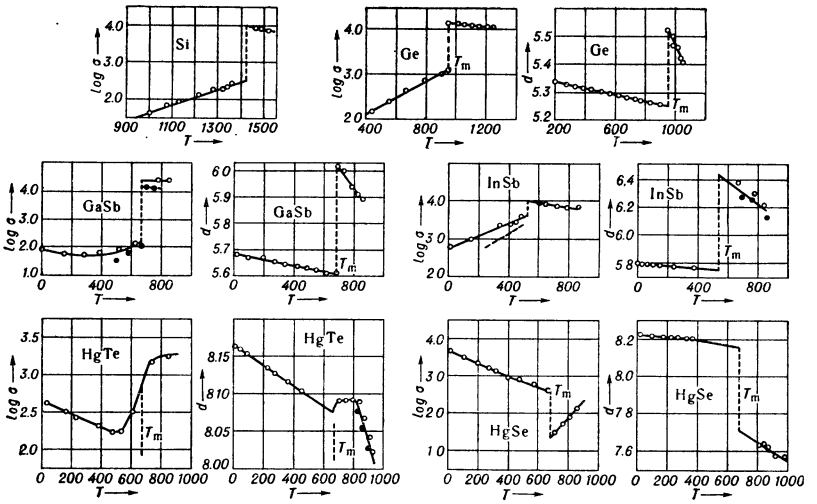
Плавление HgSe сопровождается резким уменьшением электропроводности, и в жидком состоянии наблюдается ясно выраженный полупроводниковый ход температурной зависимости электропроводности. Плотность HgSe при плавлении резко падает, что соответствует разрыхлению структуры. Гомеополярные связи между Hg и Se в жидком состоянии в основном сохраняются.

Подвижность носителей тока в Ж. п. исследована еще очень слабо. Имеющиеся данные позволили заключить, что подвижность носителей тока при плавлении в подавляющем числе исследованных случаев изменяется относительно мало (на 10—100%) даже в тех случаях, когда плавление ведет к изменению характера связей. Только подвижность электронов в InSb, видимо, уменьшается при плавлении примерно в 100 раз.

Теория кинетич. эффектов Ж. п., развитая А. И. Губановым [3], доказывает, что при сохранении ближнего порядка потеря дальнего порядка приводит к относительно небольшим изменениям свойств, связанных с дополнит. рассеянием, небольшим изменением ширины запрещенной зоны и «размытием» плотности энергетич. состояний вблизи границы зоны. Существенно другой («диффузионный») подход к механизму проводимости Ж. п. рассмотрен в работах И. З. Фишера [4].

Лит.: 1) Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, [2 изд.], М.—Л., 1957; 2) его же, «ЖТФ», 1957, т. 27, вып. 6, с. 1153—60; 3) Губанов А. И., «ЖТФ», 1957, т. 27, вып. 11, с. 2510; 4) Фишер И. З., «ДАН СССР», 1957, т. 117, № 3, с. 399—402; 5) Регель А. Р., в кн.: Вопросы теории и исследования полупроводников и процессов полупроводниковой металлургии, М., 1955, с. 12—24; 6) Ioffe A. F., Regel A. R., Noncrystalline, amorphous and liquid electronic semiconductors, «Progress in Semiconductors», 1960, v. 4, p. 237—91.

А. Р. Регель.



Температурная зависимость электропроводности (σ в $ом^{-1}см^{-1}$) и плотности (*d* в $гр \cdot см^{-3}$) для кремния, германия, GaSb, InSb, HgTe и HgSe в твердом и жидком состояниях (*T* в °C).

ЖИДКИЕ СМЕСИ — жидкости, состоящие из двух или более компонентов. В термодинамич. отношении Ж. с. подобны *растворам* в любом другом агрегатном состоянии.

Равновесие жидкость — жидкость. В случае неограниченной взаимной растворимости компонентов при данных темп-ре и давлении Ж. с. остается гомогенной (однофазной) при любых концентрациях компонентов (напр., смесь спирта с водой). Практически нерастворимые друг в друге вещества (напр., ртуть и вода) при любых концентрациях образуют гетерогенную смесь (2 фазы). Компоненты, обладающие ограниченной взаимной растворимостью при данных темп-ре и давлении, образуют гетерогенную Ж. с. только в нек-ром интервале концентраций; при др. концентрациях Ж. с. гомогенна. Например, система фенол—вода при 50°C двухслойна при концентрациях фенола 12,0—61,1%, т. е. в определенном интервале концентраций двух равновесных фаз. Составы этих фаз 2-компонентных Ж. с. определяются (при данном давлении) только темп-рой. Относительные количества фаз рассчитываются по правилу рычага (рис. 1). При малых значениях межфазного поверхностного натяжения (свободной энергии на границе фаз) σ_{12}, или при наличии адсорбирующихся веществ — стабилизаторов, гетерогенные Ж. с. образуют *эмульсии*. Если взаимная растворимость жидкостей с повышением темп-ры увеличивается, то может появиться верхняя критич. точка равновесия жидкость — жидкость (см. *Критическое состояние*), выше к-рой растворимость компонентов неограниченна (рис. 2). В критич. точке межфазное поверхностное натяжение σ_{12} обращается в нуль. Кривая, отделяющая область 2-фазного состояния Ж. с. от

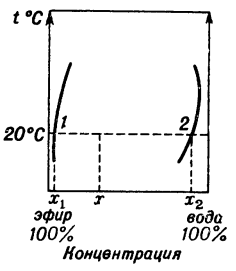


Рис. 1. Равновесие жидкость — жидкость в системе этиловый эфир — вода: *x* — концентрация. В точке *x* отношение количества фазы, богатой эфиром, к количеству фазы, богатой водой, равно $(x_2 - x)/(x - x_1)$ (правило рычага).

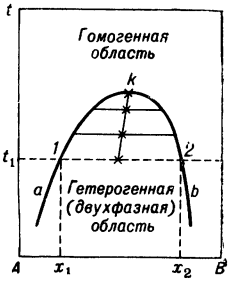


Рис. 2. Равновесие жидкость — жидкость с верхней критической точкой.

однофазного (*akb*), наз. пограничной кривой, или бинодалью. Прямая, соединяющая сопряженные точки (изображающие равновесные фазы *1*—*2*) на бинодали, наз. коннодой; середины коннод ложатся (если концентрации выражены в весовых процентах) на прямую, оканчивающуюся в критич. точке,—правило прямолинейного диаметра (служит для нахождения критич. точки). Если взаимная растворимость жидкостей с повышением темп-ры уменьшается, то может появляться нижняя критич. точка (рис. 3), ниже к-рой взаимная растворимость жидкостей неограниченна. Переменная зависимость растворимости от темп-ры может привести к появлению верхней и нижней критич. точек. В этом случае область 2-фазного равновесия замкнута (рис. 4). В наст. время нет теории, позволяющей связать эти явления с определенным типом межмолекулярных сил.

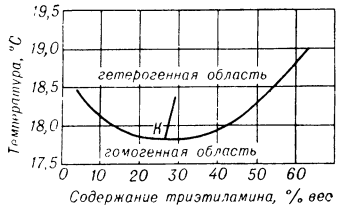


Рис. 3. Равновесие жидкость — жидкость с нижней критической точкой (система триэтиламин — вода).

Рис. 4. Равновесие жидкость — жидкость с замкнутой областью 2-фазного равновесия (система гексаметиленимин — вода).

Добавка к двойной гетерогенной Ж. с. третьего вещества, хорошо растворимого в обоих компонентах, увеличивает взаимную растворимость (снижает верхнюю критич. точку и повышает нижнюю). При плохой растворимости этого вещества хотя бы в одном из компонентов область гетерогенного равновесия увеличивается (рис. 5). Изотермы взаимной растворимости жидкостей в 3-компонентных смесях изображаются на треугольных диаграммах (рис. 6).

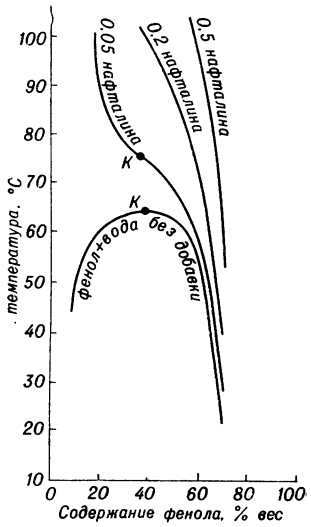


Рис. 5. Равновесие жидкость — жидкость в системе фенол — вода с добавкой нафталина.

Равновесие жидкость—пар. Находящаяся в равновесии с Ж. с. паровая фаза имеет при данной темп-ре определенное общее давление, являющееся (в случае выполнения *Дальтона закона*) суммой парциальных давлений компонентов (рис. 7). Общее и парциальные давления зависят от состава Ж. с. (см. *Рауля закон*). Состав пара в общем случае отличается от состава Ж. с. (см. *Коновалова законы*), чем пользуются для разделения Ж. с. *дистилляцией* и *ректификацией*. Т. к. при равновесии давление фаз одинаково, то состав равновесных жидкости и пара определяется точками *c* и *d*, соответственно, на кривых жидкости (*acb*) и пара (*adb*; см. рис. 7). Между этими кривыми находится область 2-фазного равновесия жидкость — пар. При темп-рах выше критич. темп-ры наиболее летучего компонента кривые жидкости и пара образуют замкнутую кривую (рис. 8), не доходящую до оси этого компонента. На кривых появляется критич. точка равновесия

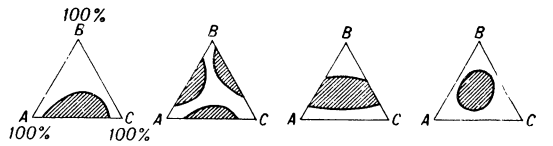


Рис. 6. Различные типы изотерм равновесия жидкость — жидкость в тройных системах (заштрихованы области 2-фазного равновесия).

жидкость — пар для смеси. Вблизи этой точки можно наблюдать явление *обратной конденсации*. При дальнейшем увеличении темп-ры область 2-фазного равновесия уменьшается, и при достижении критич. точки 2-го компонента кривая равновесия жидкость — пар стягивается в точку.

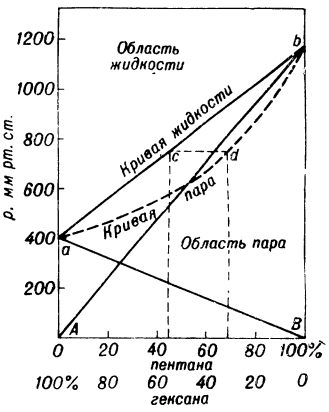


Рис. 7. Равновесие жидкость — пар для идеальной жидкой смеси (изотерма $p - x$): прямая ab — зависимость общего давления пара от состава жидкой смеси; кривая adb — зависимость общего давления пара от состава паровой фазы; прямые Ab и aB — зависимости парциальных давлений, соответственно, пентана и гексана от состава жидкой смеси, отрезок Aa — упругость пара чистого гексана; отрезок Bb — упругость пара чистого пентана.

Темп-ра кипения Ж. с. меняется (при постоянном давлении) по мере выкипания, т. к. при этом меняется ее состав. Составы равновесных жидкой и газовой фаз на диаграмме $t—x$ (рисунок 9) показаны, соответственно, точками *c* (на кривой кипения) и *d* (на кривой конденсации). Между этими кривыми находится область 2-фазного равновесия жидкость — пар. С повышением давления темп-ры кипения Ж. с. увеличиваются. При значит. отклонениях растворов от идеальности (см. *Идеальные растворы*) на кривых общего давления пара могут появляться максимумы и минимумы (на кривых темп-р кипения, соответственно, минимумы и максимумы), в к-рых составы равновесных жидкости и пара одинаковы. Такие Ж. с. наз. *азеотропными смесями*. При их перегонке образуется конденсат того же состава, что и исходная жидкость. Азеотропные Ж. с., у которых

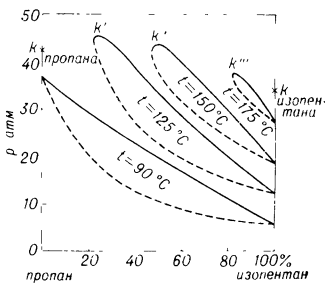


Рис. 8. Зависимость равновесия жидкость — пар для жидкой смеси от темп-ры: *k*, *k'* и т. д. — критические точки (система пропан — изопентан; t_k пропана = 96,8° С; t_k изопентана = 187,8° С).

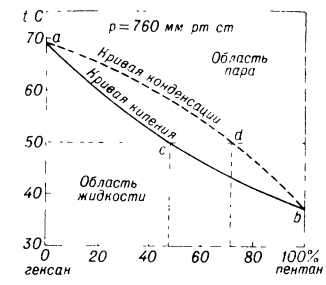


Рис. 9. Зависимость темп-ры кипения жидкой смеси от состава (изобара $t — x$).

при данной темп-ре общее давление пара p больше упругости пара более летучего компонента A, т. е. $p > p_A$, имеют макс. темп-ру кипения, напр. этиловый спирт — вода и др. (рис. 10). Азеотропные Ж. с., у к-рых $p < p_B$, имеют макс. темп-ру кипения, например азотная кислота — вода и др. (рис. 11). Образование азеотропов связано с межмолекулярными взаимодействиями различного типа. Напр., если при смешении жидкостей происходит распад ассоциированных молекул одного из компонентов, то усиливается тенденция к образованию азеотропных Ж. с. с минимальной темп-рой кипения. Явление *сольватации* в растворах усиливает тенденцию к образованию азеотропных Ж. с. с макс. темп-рой кипения. Появление азеотропных точек связано со значит. отклонениями от идеальности. Дальнейшее увеличение этих отклонений приводит к расслаиванию смеси. При постоянном давлении бинарная расслаивающаяся смесь кипит при постоянной темп-ре, и, пока существуют 2 фазы, состав пара над ней остается постоянным. При перегонке таких систем, к-рые наз. гетероазеотропными, образуется конденсат постоянного состава.

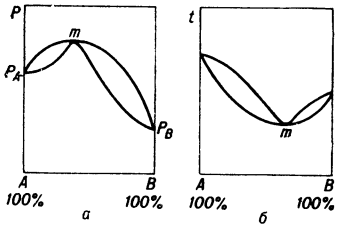


Рис. 10. Изотерма *а* и изобара *б* азеотропной смеси с минимальной темп-рой кипения.

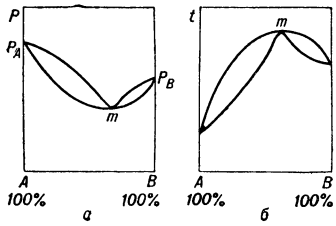


Рис. 11. Изотерма *а* и изобара *б* азеотропной смеси с максимальной темп-рой кипения.

Лит.: 1) Аносов В. Я. и Погодин С. А., Основные начала физико-химического анализа, М.—Л., 1947; 2) Таммап Г., Руководство по гетерогенным равновесиям, пер. с [нем.], Л., 1935; 3) Хорсли Л., Таблицы азеотропных смесей, пер. с англ., М., 1951; 4) Rowlinson J. S., Liquids and liquid mixtures, L., 1959. *Н. Е. Хазанова.*

ЖИДКОСТИ — вещества в конденсированном агрегатном состоянии, промежуточном между твердым и газообразным. Ж. сохраняют отдельные черты как твердых тел, так и газов. При этом такие физич. характеристики, как сжимаемость, по своим значениям лежат между значениями их для газов и твердых тел (близко к твердым телам); другие, как текучесть и упругость, — казалось бы, взаимно исключающие друг друга, — свойственны Ж. одновременно.

Область существования Ж. ограничена со стороны низких темп-р переходом в твердое состояние — кристаллизацией, а со стороны высоких темп-р — переходом в газообразное состояние. Для каждого вещества характерна критич. темп-ра, выше к-рой Ж. не может существовать в равновесии с собственным паром (см. *Критическое состояние*).

Как правило, вещества имеют только одну жидкую модификацию. Исключением являются *гелий*, к-рый может находиться в двух жидких фазах, и т. н. *жидкие кристаллы*, у к-рых существуют как норм. жидкая фаза, так и анизотропные фазы.

Состояние системы (твердое, жидкое или газообразное) определяется физич. условиями, в к-рых она находится, — гл. обр. значениями темп-ры T и давления p. Характерным параметром является отношение $\varepsilon = \varepsilon(T,p)$ средней потенциальной энергии молекулы к ее средней кинетич. энергии. Для твердых тел (при темп-рах, достаточно далеких от темп-ры плавления) ε велико по сравнению с единицей; иными словами, в твердых телах силы сцепления между молекулами, несмотря на тепловое движение, удерживают их вблизи равновесных положений. В газах осуществляется обратный предельный случай — силы притяжения недостаточны, чтобы удерживать молекулы друг возле друга, вследствие чего положения и скорости молекул распределены хаотически. Соответственно этому в газах ε мало по сравнению с единицей. В Ж. оба эти фактора примерно уравновешивают друг друга ($\varepsilon \approx 1$).

Изучение рассеяния рентгеновских лучей, нейтронов и электронов показывает, что Ж. обладают своеобразной молекулярной структурой: ближайшие соседи каждой молекулы Ж. в среднем располагаются в к.-л. определенном порядке, так что число ближайших соседей и их взаимное расположение в среднем для всех молекул одинаковы, т. е. в Ж. существует т. н. ближний порядок [1, 4, 5]. Вероятность нахождения нек-рой молекулы Ж. в к.-л. точке ее объема зависит от того, в какой точке находится др. молекула. Такая вероятностная связь между взаимным расположением молекул — их корреляция — количественно характеризуется т. н. бинарной функцией распределения $F_2(r_1, r_2)$, к-рая в общем случае зависит от шести координат рассматриваемой пары частиц r_1 и r_2. В простейшем случае однородной атомарной Ж., находящейся в состоянии покоя, F_2 зависит только от расстояния $r = |r_2 - r_1|$ между частицами: $F_2(r_1, r_2) = G(r)$, и наз. радиальной функцией распределения. Функция $G(r)$ может быть определена из рентгено- или нейтронографич. данных. Число частиц в сферич. слое толщины dr на расстоянии r от наугад выбранной частицы равно

$$dN = 4\pi(N/V)G(r)r^2dr = 4\pi\rho_0 G(r)r^2dr, \qquad (1)$$

где N — число атомов в объеме V. Для Ж. при темп-рах, не слишком далеких от темп-р кристаллизации, функция $G(r)$ имеет несколько достаточно резко выраженных максимумов, обычно не больше трех (рис. 1), положения к-рых соответствуют средним расстояниям от данной выбранной молекулы до первых, вторых и т. д. соседей (см. *Координационное число*). Как видно из рис. 1, где для сравнения показано распределение атомов в кристалле и газе, в кристалле вероятность нахождения атома вне координационной сферы близка к нулю, т. е. атомы в среднем находятся в фиксированных положениях; в Ж. атом может быть (с большей или меньшей вероятностью) на разных расстояниях от др. атомов. При $r \to 0$, $G(r) \to 0$, т. к. два атома не могут находиться в одной точке пространства; при $r \to \infty$, $G(r) \to 1$,

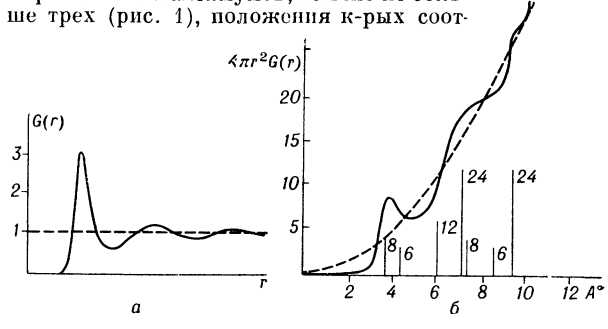


Рис. 1. Вид радиальной функции распределения для жидкого натрия (в условных единицах): *а* — $G(r)$ как функция r; *б* — $4\pi r^2G(r)$ как функция r; пунктир — функция $4\pi r^2$, определяющая расположение молекул при отсутствии корреляции (газ). Вертикальные отрезки — положения атомов в кристаллич. натрии, числа при них — количество атомов в соответствующих координационных сферах.

что соответствует отсутствию дальнего порядка в Ж. Ненулевые значения минимумов $G(r)$ свидетельствуют о миграции частиц между различными координац. сферами.

С повышением темп-ры радиус первой координац. сферы растет, а число ближайших соседей уменьшается (рис. 2). С понижением темп-ры максимумы на кривой делаются все более отчетливыми, что свидетельствует об увеличении степени ближнего порядка в Ж. Для T, близких к темп-ре плавления, числа Z_i первых, вторых и т. д. соседей — т. н. координац. числа — близки к их значениям для соответствующего твердого тела (напр., для жидкого Ar, имеющего $T_{пл} = 83{,}4°$K, при $T = 84{,}4°$K, $Z_1 = 10{,}2$—$10{,}9$; $Z_2 = 5$; для твердого Ar, имеющего гранецентриров. решетку, $Z_1 = 12$; $Z_2 = 6$); кроме того, положения максимумов на кривой $G(r)$ очень близки к расстояниям до первых, вторых и т. д. соседей в кристаллич. решетке. Числа Z_i в Ж., в отличие от координац. чисел в кристалле, являются лишь средними характеристиками структуры. Истинные (мгновенные) значения чисел соседних частиц у нек-рой выбранной частицы испытывают очень сильные тепловые флуктуации, достигающие даже вблизи состояния кристаллизации $\sim 20\%$. При повышении темп-ры флуктуации числа соседей у частицы еще более возрастают, и средние координац. числа Z_i теряют смысл характеристик структуры Ж. По мере уменьшения атомного веса максимумы радиальной функции распределения для сжиженных инертных газов становятся более плоскими и низкими (рис. 3), что связано с проявлением квантовых свойств (см. *Квантовая жидкость*).

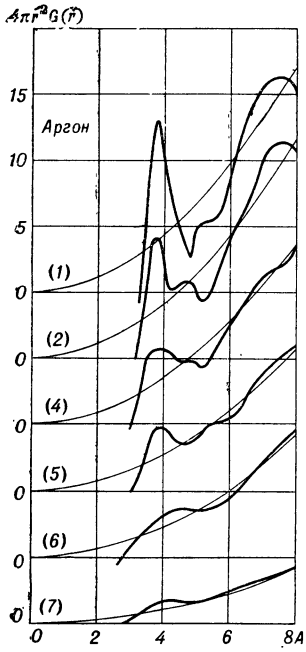


Рис. 2. Вид функции $4\pi r^2 G(r)$ в зависимости от r для аргона при различных температурах и давлениях [15]. Кривые: (1) $T = 84{,}4°$K, $p = 0{,}8$ *атм*; (2) $T = 91{,}8°$K, $p = 1{,}8$ *атм*; (4) $T = 126{,}7°$K, $p = 18{,}3$ *атм*; (5) $T = 144{,}1°$K, $p = 37{,}7$ *атм*; (6) $T = 149{,}3°$K, $p = 46{,}8$ *атм*; (7) $T = 149{,}3°$ K, $p = 43{,}8$ *атм* (газ).

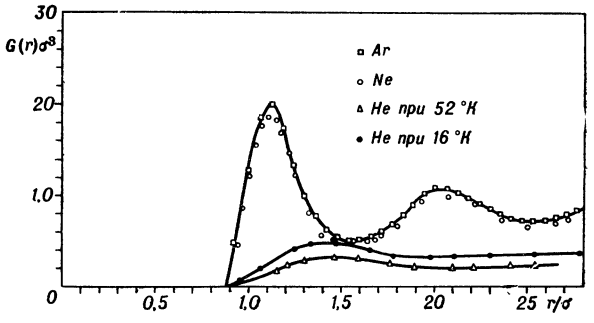


Рис. 3. Радиальная функция распределения для аргона, неона и гелия; σ — параметр с размерностью длины потенциала 12—6 Леннард—Джонса для соответствующих атомов.

В принципе, зная $G(r)$, можно установить *уравнение состояния* Ж. и найти ее кинетич. характеристики — вязкость, самодиффузию и др. (подробнее см. ниже).

Структура и физич. свойства Ж. зависят от химич. индивидуальности образующих ее частиц и от характера и интенсивности сил, действующих между ними. Интерпретация рентгенографич. данных практически возможна только для т. н. простых Ж., состоящих из сферически симметричных неполярных частиц, с ненаправленными и ненасыщающимися силами взаимодействия. К ним относятся сжиженные инертные газы с чисто ван-дер-ваальсовским взаимодействием (приближенно можно считать простыми некоторые двух- и многоатомные неполярные Ж., напр. CCl_4) и жидкие металлы, в к-рых осуществляемая свободными электронами металлич. связь так же ненаправлена и ненасыщаема, как и ван-дер-ваальсово взаимодействие.

Типичная непростая Ж. — вода. Направленные и насыщающиеся *водородные связи* между молекулами, реализующие большую часть сил сцепления, приводят к тому, что молекулы воды в среднем сохраняют примерно тетраэдрич. взаимную координацию, близкую к существующей во льду [13]. Однако одновременно оказывается, что происходит сильное растяжение и изгибание водородных связей; кроме того, имеется заметная доля разорванных водородных связей и много «дислоцированных» молекул, заполняющих собой пустоты тетраэдрич. структуры. Поэтому дальний порядок в системе отсутствует и трансляционной повторяемости истинной, мгновенной структуры нет. Еще сложнее обстоит дело с др. непростыми Ж., состоящими из многоатомных молекул со сложными взаимодействиями; вопросы их структуры и молекулярного объяснения их свойств еще мало изучены, а интерпретация экспериментальных данных о радиальной функции распределения очень сложна.

Тепловое движение молекул Ж., согласно Я. И. Френкелю [1], состоит из нерегулярных колебаний со средней частотой $1/\tau_0$, близкой к частотам колебаний атомов в кристаллич. телах, и амплитудой, определяемой размерами «свободного объема», предоставленного данной частице ее соседями. Центр колебаний определяется полем соседних частиц и смещается вместе с их смещением в среднем за время τ на расстояние порядка молекулярных размеров, поэтому, в отличие от кристалла, положения равновесия в Ж. временны и неустойчивы.

В связи с большой плотностью и сильным взаимодействием частиц в Ж. их перемещения совершаются преимущественно в виде более или менее редких активированных скачков с преодолением потенциального барьера, разделяющего две возможные области колебаний одной частицы. В случае несферич. молекул к колебаниям и скачкам должны быть добавлены вращения и вращательные качания частиц. Величина τ, соответствующая «времени оседлой жизни» молекулы во временном положении равновесия между двумя активированными скачками, связана с величиной τ_0 соотношением $\tau \sim \tau_0 \exp(W, kT)$, где W — соответствующая энергия активации, k — постоянная Больцмана, T — темп-ра. Средний период колебаний молекул τ_0 имеет порядок 10^{-12} *сек*. Время τ может оказаться самым различным, но всегда $\tau \gg \tau_0$, оно зависит от природы Ж. и от W/kT, уменьшаясь с ростом темп-ры. Для маловязких Ж. $\tau \sim 10^{-11}$ *сек*. Оно растет с ростом вязкости, достигая времен порядка часов или даже суток у стекол.

Непрерывно и в большом числе совершающиеся переходы с места на место обеспечивают сильно выраженную самодиффузию частиц Ж., а также основное свойство Ж. — текучесть. Под действием постоянной внешней силы появляется преимущественная направ-

ленность скачков частиц Ж. вдоль направления действия силы, т. е. возникает поток частиц в этом же направлении. Если величина приложенной силы достаточно мала, то частота скачков $1/\tau$ не изменяется. Существенно статистич. механизм этого процесса приводит к тому, что возникающий поток Ж. пропорционален приложенной силе, что обусловливает конечную величину коэфф. вязкости, обратная величина к-рого принимается за меру текучести. То же самое произойдет под действием перем. внешней силы, характерное время изменения к-рой много больше времени «оседлой жизни» частиц τ. Однако совершенно другой результат получится в случае переменной силы, характерное время изменения к-рой заметно меньше времени τ. В простейшем случае резко и кратковременно приложенной силы описанный выше механизм текучести не успеет проявиться и реакцией Ж. на приложенную внешнюю силу окажется ее упругая деформация, точно так же, как это было бы в случае кристалла. При этом речь может идти не только о деформациях типа сжатие — растяжение, но и о сдвиговых упругих деформациях, связанных с возникновением касательных напряжений. Если же приложенная внешняя сила действует очень кратковременно и по интенсивности очень велика, то это может привести к нарушению прочности Ж.: появлению трещин, разломов и т. д., опять-таки как в случае кристалла. Подобные необычайные на первый взгляд явления в Ж., связанные с их упругостью и прочностью, действительно экспериментально наблюдаются и сравнительно хорошо изучены [7]. В случае непрерывно действующей быстропеременной внешней силы в Ж. также наблюдаются механич. явления, родственные таким же явлениям в кристаллах. При уменьшении частоты изменения внешней силы механизм молекулярных скачков между положениями временного равновесия приводит сперва к упругостно-релаксационным явлениям с характерным временем релаксации τ, совпадающим со временем «оседлой жизни» молекул Ж., и затем, при еще меньших частотах, — к обычным жидкостным течениям. В этой области частот текучесть Ж. маскирует их упругость.

Упругие свойства Ж. могут быть охарактеризованы модулями сжатия и сдвига, к-рые для обычных Ж., где время τ достаточно мало, имеют характер соответствующих адиабатич. модулей. За короткое время деформации процесс теплопроводности не успевает осуществиться и выравнивание разностей темп-р, появившихся в ходе деформации вследствие выделения или поглощения тепла, не происходит.

Феноменологически механич. свойства Ж. описываются системой дифференц. ур-ний в частных производных, из к-рых особо важным является *Навье—Стокса уравнение*. Исследование этих ур-ний при соответствующих начальных и граничных условиях является предметом *гидромеханики*.

Феноменологич. описание термодинамических свойств содержится в ур-нии состояния: $p = f(T, V)$, связывающем давление p с темп-рой T и удельным объемом V. Наряду со строгими ур-ниями состояния (см. ниже) существует большое число полуэмпирич. ур-ний состояния. Наиболее простым является ур-ние Ван-дер-Ваальса. Оно качественно описывает не только равновесные свойства газов и жидкостей, но, будучи дополнено термодинамич. соотношениями, — и фазовый переход жидкость — пар. Зная ур-ние состояния, можно вычислить термодинамич. характеристики Ж.: теплоемкость, сжимаемость и т. д. Вдали от критич. точки коэфф. сжимаемости и теплового расширения не очень чувствительны к давлению. Однако сжимаемость медленно уменьшается с увеличением давления.

Со специфич. механизмом теплового движения частиц в Ж. связано еще одно интересное физич. явление — характерный спектр рассеянного Ж. света [1, 4, 5]. Колебат. часть теплового движения частиц в Ж. может быть, как в кристалле, сведена к набору дебаевских волн (см. *Дебая модель твердого тела*). Соответственно этому в спектре рассеянного Ж. света, как и в случае кристалла, наблюдается дублет Мандельштама — Бриллюэна: если падающий свет был монохроматичен с частотой ω_0, то рассеянный свет будет содержать 2 частоты $\omega_0 \pm \Delta\omega$, причем отношение $\Delta\omega/\omega_0$ по порядку величины равно отношению скорости звука в данной среде к скорости света. В кристалле практически все тепловое движение частиц может быть сведено к их коллективным колебаниям, и спектр этих колебаний простирается вплоть до длин волн, сравнимых с межатомными расстояниями. В противоположность этому в Ж. коллективные колебания всей системы в виде дебаевских волн описывают лишь колебат. часть теплового движения частиц (и то, по-видимому, не всю), но совершенно не учитывают столь же существенное трансляционное движение частиц. Спектр коллективных дебаевских колебаний в Ж. обрывается на более длинных, чем у кристаллов, волнах. Неупорядоченная часть движения частиц, связанная гл. обр. с тепловым трансляционным движением, проявляется в виде нарушений порядка в Ж., и соответственно этому в спектре рассеянного света появляется дополнит. несмещенная компонента, отсутствующая у кристаллов, почти столь же интенсивная, как линии мандельштам-бриллюэновского дублета. В термодинамич. теории рассеяния света эта несмещенная компонента трактуется как результат рассеяния света на флуктуациях энтропии. В спектре не слишком плотного газа наблюдается только несмещенная линия — в соответствии с чисто трансляционным характером теплового движения частиц газа.

Электропроводность чистых Ж. обычно мала, за исключением жидких металлов и электролитов. Величина диэлектрич. проницаемости зависит от структуры Ж. и полярности составляющих ее молекул. См. *Жидкие диэлектрики*.

Специфич. особенности жидкого состояния — интенсивное взаимодействие частиц при их большой неупорядоченности — очень затрудняют теоретич. анализ проблемы. Теории газового и кристаллич. состояний вещества в качестве предельных случаев рассматривают идеальный газ (конечное разрежение частиц при их полной неупорядоченности) и идеальный кристалл (совершенную упорядоченность частиц при их большой плотности). В то же время для Ж. не существует никакой простой и легко обозримой модели, к-рая могла бы быть принята за «нулевое приближение», в связи с чем при построении теории Ж. возникают серьезные трудности.

Первая теория Ж., развитая Ван-дер-Ваальсом, подчеркивала непрерывность перехода между газообразным и жидким состояниями вещества, к-рые рассматривались как полностью неупорядоченные и различающиеся только плотностью частиц. В 20-е годы 20 в. Я. И. Френкель [1] и П. Дебай [14] обратили внимание на известную близость Ж. и кристаллич. твердых тел, что породило большое количество различных моделей и теорий структуры Ж., приписывавших последним разные степени кристалличности и «решеточности». Большинство этих моделей имеет теперь лишь историч. значение. В нек-ром смысле можно сказать, что соврем. теория вернулась к старым взглядам о непрерывности газового и жидкого состояний. Такой подход связан с тем, что с соврем. точки зрения газовая фаза не является бесструктурной, кроме случая бесконечного разрежения. По-

этому, в отличие от теории Ван-дер-Ваальса, объединение обеих фаз происходит на базе представления об их общей ближней упорядоченности, но вследствие различия плотностей между газом и Ж. степень ближнего порядка проявляется в обоих случаях по-разному. Выше критич. точки переход от жидкостного к газовому порядку — непрерывный.

Соврем. строгая теория описывает структуру Ж., равно как и все ее физич. свойства, набором функций распределения положений групп частиц. Теория не нуждается ни в каких дополнит. гипотезах о строении Ж., ее задача — изучение этих функций распределения. Эта теория получила развитие гл. обр. в работах Н. Н. Боголюбова [2] и М. Борна и Х. Грина [8, 9], Дж. Кирквуда [11]. Хотя на пути развития этой теории стоят серьезные математич. трудности, надо полагать, что постепенно они будут преодолены.

И. З. Фишер.

Статистическая теория Ж., используя общие методы статистич. механики, рассматривает Ж. как систему из большого числа взаимодействующих частиц. Основная задача статистич. теории Ж. — это получение *уравнения состояния*, т. е. зависимости между объемом Ж., ее давлением и темп-рой, а также выяснение тех особенностей ур-ния состояния, с к-рыми связаны фазовые переходы (испарение, конденсация и др.). Эта задача в свою очередь упирается в проблему микроструктуры Ж., т. е. исследование возможностей взаимного расположения молекул и сил, с к-рыми они взаимодействуют. Корреляция во взаимном расположении молекул Ж. характеризуется радиальной ф-цией распределения $G(r)$, нормированной так, что выражение $dw(r) = \frac{1}{V} G(r) 4\pi r^2 dr$ (V — объем системы) дает вероятность нахождения второй молекулы в шаровом слое радиуса r и толщины dr, описанном около первой молекулы.

Радиальная ф-ция распределения $G(r)$ имеет в статистич. теории Ж. особое значение, т. к. через нее выражаются основные термодинамич. характеристики Ж. Для простых Ж. в предположении, что взаимодействие между молекулами имеет парный характер и описывается центральными силами с потенциалом $\Phi(r)$, средняя энергия E имеет вид

$$\frac{E}{N} = \frac{3}{2} kT + \frac{2\pi}{v} \int_0^\infty \Phi(r) G(r) r^2 dr, \qquad (2)$$

где v — средний объем, приходящийся на одну частицу, k — постоянная Больцмана. Ур-ние состояния Ж. запишется в виде

$$\frac{pv}{kT} = 1 - \frac{2\pi}{3vkT} \int_0^\infty \frac{d\Phi(r)}{dr} G(r) r^3 dr, \qquad (3)$$

где p — давление. Из (3) видно, что явный вид функциональной зависимости $p = p(v, T)$ определяется видом Φ и $G(r)$, т. е. в конечном счете межмолекулярным взаимодействием.

Через $G(r)$ могут быть выражены и др. свойства Ж., напр. флуктуации плотности, сжимаемость, модуль сдвига для быстрых деформаций и др. Поэтому одна из важнейших задач статистич. теории Ж. — определение ф-ции $G(r)$ через потенциал взаимодействия молекул. Для решения этой и др. задач статистич. теории Ж. весьма эффективным является метод, разработанный Н. Н. Боголюбовым [2] и М. Борном и Х. Грином [8]. Сущность метода состоит во введении последовательности ф-ций F_1, F_2, ..., F_s, дающих плотности вероятностей взаимного расположения одной, двух, ..., s, ... молекул в данной системе. При этом сами ф-ции определяются из системы интегро-дифференциальных ур-ний, каждое из к-рых связывает ф-цию F_s с F_{s+1} (см. *Статистическая механика*). Точное решение этой системы вряд ли возможно. Однако можно решать ее приближенно, обрывая цепочку ур-ний в каком-то месте. В статистич. теории Ж. для этого обычно используют т. н. суперпозиционное приближение, состоящее в замене во втором из ур-ний цепочки ф-ции F_3 на произведение трех ф-ций F_2:

$$F_3(r_1, r_2, r_3) \to F_2(r_1, r_2) F_2(r_2, r_3) F_2(r_3, r_1). \qquad (4)$$

Основанием для такой аппроксимации является одинаковое асимптотич. поведение обеих частей соотношения (4) при удалении одной из точек, напр. r_3, на бесконечность, а также при сближении их до $|r_1 - r_2| < r_0$, где r_0 — сумма диаметров молекул. В силу пространственной однородности $F_2(r_1, r_2) = G(|r_1 - r_2|)$ и для $G(r)$ получается интегральное ур-ние Н. Н. Боголюбова:

$$-kT \ln G(r) = \Phi(r) + \frac{2\pi}{rv} \int_0^\infty r' \left\{ \int_{|r-r'|}^{|r+r'|} E(t) dt \right\} \{G(r') - 1\} dr', \qquad (5)$$

где

$$E(t) = \int_0^t G(t) \frac{d\Phi(t)}{dt} dt.$$

Решения ур-ния (5) при заданном виде потенциала взаимодействия молекул $\Phi(r)$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными о поведении G, как ф-ции r, T и v. С помощью суперпозиционного приближения можно получить точные выражения для первых трех коэфф. C_n в *вириальном разложении* ур-ния состояния, т. е. для коэфф. ур-ния (3), разложенного в ряд по обратным степеням объема V:

$$pV/kT = 1 + \sum_{(n \geq 1)} C_n V^{-n}. \qquad (6)$$

Однако последующие коэфф. определяются с заметными ошибками. Далее были изучены также структура переходного слоя жидкость — пар, поверхностное натяжение Ж., проблема устойчивости Ж. по отношению к фазовым переходам и др. [3, 4, 5, 9].

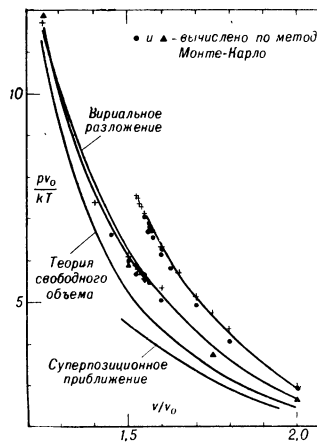


Рис. 4. Теоретическое уравнение состояния для газа из твердых сфер; результаты вычислений по методу Монте-Карло, из вириального разложения, по теории свободного объема и в суперпозиционном приближении.

Прямые расчеты радиальных функций и ур-ния состояния для модели твердых сфер были проведены по *Монте-Карло методу* [10]. На рис. 4 кружками и треугольниками приведены результаты расчета по методу Монте-Карло; сплошными кривыми — результаты приближенных расчетов с использованием суперпозиционного приближения, теории свободного объема (см. ниже) и вириального разложения (с учетом 5 членов). Примечательно, что из приближенных методов лучшими оказались вириальные разложения при достаточно большом числе чле-

нов, хотя заранее трудно было надеяться на их хорошую сходимость при больших плотностях (малых V). Метод Монте-Карло был успешно применен также и для более реалистических моделей Ж. [10].

Последовательное применение общих методов, основанных на анализе статистич. суммы (интеграла), в теории Ж. встречается с серьезными математич. трудностями. Поэтому также получили развитие приближенные теории [3, 5]. Из них теория свободного объема и дырочная теория весьма интересны в том отношении, что здесь с помощью простых математич. средств получаются результаты, дающие хорошее качественное, а отчасти и количественное согласие с опытом.

В теории свободного объема занятый молекулами Ж. объем V разбивается на ячейки, число к-рых выбирается равным числу молекул N. Движение молекулы в ячейке рассматривается как движение в усредненном поле сил взаимодействия со всеми остальными молекулами (обычно считают силы достаточно быстро убывающими с расстоянием и ограничиваются учетом только ближайших соседей). В этих предположениях для свободной энергии получается выражение:

$$F = -NkT \ln \frac{\sigma v_f}{\Lambda^3} + \frac{N\chi(0)}{2}\ ; \quad \left[\Lambda = \frac{h}{(2\pi mkT)^{1/2}}\right], \quad (7)$$

где $\chi(0)$ — значение усредненного потенциала взаимодействия данной молекулы со всеми остальными в центре ячейки (или средняя энергия взаимодействия), v_f — «свободный объем» на одну молекулу, σ — величина, лежащая между значением 1 (для кристалла) и e (для разреженного газа), h — постоянная Планка, m — масса молекулы. Свободный или эффективный объем определяется выражением

$$v_f = \int_{\Delta} \exp\left\{-\frac{1}{kT}\left[\chi(r) - \chi(0)\right]\right\} dr, \quad (8)$$

где интегрирование распространяется на объем одной ячейки. Величина v_f меньше приходящегося на одну молекулу среднего объема v из-за того, что на близких расстояниях между молекулами существует отталкивание и область вблизи границ ячейки практически недоступна для молекулы, с этим и связано название теории.

Вклад $-NkT\ln\sigma$ в свободную энергию, обусловленный величиной σ, наз. коллективной свободной энергией. Соответственно этому величина $Nk\ln\sigma + NkT\left[\frac{\partial \ln\sigma}{\partial T}\right]_v$ наз. коллективной энтропией.

Далее все термодинамич. свойства системы определяются из выражения (7), в к-ром величины v_f, χ и σ рассматриваются как функции V и T. При этом предварительно нужно определить коллективную свободную энергию, что делается сравнительно просто.

Дырочная теория Ж. близка по своим идеям и приближениям к теории свободного объема. Существенное различие заключается в том, что число ячеек предполагается превышающим число частиц Ж., так что в Ж. остаются вакантные ячейки или «дырки», равновесное число к-рых определяется из требования минимума свободной энергии [3, 5]. Следует в заключение подчеркнуть, что эти обе упрощенные теории выводятся из общих принципов статистич. механики с использованием вполне определенных приближений.

Методы статистич. механики дают, т. о., возможность общего подхода к построению последовательной теории Ж. На этом пути уже удалось получить ряд глубоких и интересных результатов, хотя статистич. теория Ж. все еще далека от своего завершения.

С. В. Тябликов.

Статистическая теория кинетических свойств Ж. имеет своей задачей объяснение неравновесных макроскопич. процессов и свойств Ж., исходя из свойств молекул, их движения и взаимодействий.

Строгая статистич. теория кинетич. процессов в Ж. строится на изучении неравновесных ф-ций распределения $F_s(x_1, \ldots, x_s; t)$ для групп из $s = 1, 2 \ldots$ молекул [3, 4, 5]. Здесь $x_i = (r_i, p_i)$ — набор координат и импульсов i-й частицы, t — время. Если в системе действуют только парные центральные силы, то для ф-ции F_s справедлива система зацепляющихся интегро-дифференц. ур-ний [2]:

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} + \sum_{i=1}^{s} \frac{\partial F_s}{\partial \boldsymbol{r}_i}\frac{\boldsymbol{p}_i}{m} + \sum_{i=1}^{s} \frac{\partial F_s}{\partial \boldsymbol{p}_i}\boldsymbol{K}_i = \\ = \frac{1}{v}\sum_{i=1}^{s}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}_i}\int \frac{\partial \Phi_{i,s+1}}{\partial \boldsymbol{r}_i} F_{s+1} d\boldsymbol{r}_{s+1} d\boldsymbol{p}_{s+1}, \quad (9)$$

где $\boldsymbol{K}_i$ — сила, действующая на i-ю частицу со стороны остальных выбранных s — 1 частиц и заданных внешних полей, $\Phi_{i,s+1} = \Phi(|\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_{s+1}|)$ — межмолекулярный потенциал, связывающий i-ю и $(s+1)$-ю частицы, v — объем на частицу в системе, и интегрирование проводится по всему фазовому пространству $(s+1)$-й частицы.

В газе перенос массы, импульса и энергии производится почти целиком движением самих частиц. Соответственно этому вся кинетич. теория газов может быть построена на знании только одной ф-ции распределения $F_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}; t)$. В противоположность этому в Ж. большая часть потоков массы, импульса и энергии связана с взаимодействием частиц. Для построения теории кинетич. процессов в Ж. можно ограничиться только двумя ф-циями F_1 и F_2 вместо указанной в ур-нии (9) бесконечной цепочки ф-ций F_s. Несмотря на это упрощение, решение ур-ний для F_1 и F_2 связано с большими трудностями.

Ур-ния (9) обратимы во времени. Чтобы получить решения, описывающие необратимые кинетич. процессы, необходимо или решать их при начальных условиях для F_s, несимметричных по отношению к прошедшему и будущему, или же перейти к новым ф-циям распределения F_s и ур-ниям для них, где необратимость во времени содержалась бы явно. Последнее может быть достигнуто путем перехода к F_s, являющимся результатом усреднения или «размазывания» точных ф-ций F_s по соответствующе подобранным малым в макроскопич. шкале интервалам времени; ур-ния для ф-ций F_s наз. кинетическими. В применении к Ж. известен только один пример приближ. решения ур-ний (9), где необратимость достигнута благодаря выделенности направления течения времени в нач. условиях [9]. Более общим является метод кинетич. ур-ний. Весьма совершенная теория кинетич. ур-ний была развита Н. Н. Боголюбовым [2], однако она эффективна только для газов. Дж. Кирквудом [11] были предложены кинетич. ур-ния для ф-ций F_s в Ж., построенные по образцу ур-ний теории броуновского движения.

Один из наиболее существенных результатов теории Кирквуда заключается в доказательстве справедливости для движения отдельной молекулы в Ж. ур-ния Ланжевена [см. ур-ние (7) в ст. *Броуновское движение*] и в выражении входящего в это ур-ние

коэфф. трения через автокорреляционную ф-цию межмолекулярных сил [11]:

$$\dot{\boldsymbol{p}} = -\frac{\beta}{m}\boldsymbol{p} + \boldsymbol{K}_0 + \boldsymbol{f}, \qquad (10)$$

$$\beta = \frac{1}{3kT}\int_0^\infty \langle \boldsymbol{K}(t)\boldsymbol{K}(t+s)\rangle ds. \qquad (11)$$

Здесь $\boldsymbol{p}$ — импульс молекулы, m — ее масса, $\boldsymbol{K}_0$ — внешняя сила, $\boldsymbol{f}$ — случайная сила, описывающая «толчки» соседних молекул и равная в среднем нулю, $\boldsymbol{K}(t)$ и $\boldsymbol{K}(t+s)$ — действующие на молекулы силы со стороны всех остальных молекул в моменты времени t и $t+s$ соответственно. Скобки $\langle\ \rangle$ означают усреднение по равновесному распределению всех остальных молекул. Величина коэфф. трения β по (11) от момента t не зависит, но, вообще говоря, зависит от квадрата импульса p^2 рассматриваемой молекулы. Если эта зависимость существенна, то в ур-нии (10) следует заменить β на $\beta' = \beta - 2kT(d\beta/dp^2)$. Расчет β по ур-нию (11) предполагает знание точных F_s по ур-ниям (9), что фактически не может быть выполнено. Однако возможна приближ. оценка (11)

$$\beta = \left[\frac{4\pi m}{3v}\int_0^\infty \Delta\Phi(r)G_0(r)r^2dr\right]^{1/2}, \qquad (12)$$

где Δ — оператор Лапласа, $\Phi(r)$ — межмолекулярный потенциал, $G_0(r)$ — равновесная радиальная ф-ция распределения частиц в Ж.

С величиной β непосредственно связана величина D — коэфф. самодиффузии: $D = kT/\beta$. Теоретич. расчет с помощью ур-ния (12) для аргона при $T = 90°$ K приводит к значению $D = 2{,}60\cdot10^{-5}$ *см²/сек*, что хорошо совпадает с экспериментально найденным значением $2{,}06\cdot10^{-5}$ *см²/сек*. Знание β или D позволяет также оценить среднее время τ «оседлой жизни» молекулы по модели Френкеля. Из ур-ния (11) следует, что по порядку величины $\beta = (3kT)^{-1}\langle \boldsymbol{K}^2\rangle\tau$. Это приводит к оценке для аргона при 90° K, равной $\tau \approx 5\cdot10^{-12}$ *сек*. Т. о., для простых маловязких Ж. введенные в модели Френкеля времена τ и τ_0 различаются не сильно.

Теория Кирквуда приводит к приближенным кинетич. ур-ниям для ф-ций $\bar{F}_s$ в виде хорошо известных из теории броуновского движения ур-ний типа Фоккера—Планка. Напр., для $\bar{F}_1$ получается:

$$\frac{\partial \bar{F}_1}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}_1}{d\boldsymbol{r}}\cdot\frac{\boldsymbol{p}}{m} + \frac{\partial \bar{F}_1}{\partial \boldsymbol{p}}\boldsymbol{K}^* = \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}}\left\{\beta\left[\frac{\boldsymbol{p}}{m}\bar{F}_1 + kT\frac{\partial \bar{F}_1}{\partial \boldsymbol{p}}\right]\right\}. \qquad (13)$$

Здесь сила $\boldsymbol{K}^*$ равна сумме внешней силы и дополнит. члена статистич. природы, связанного с отклонением системы от равновесия (последним слагаемым обычно пренебрегают). Аналогичные ур-ния получаются для $\bar{F}_2$ и более старших ф-ций $\bar{F}_s$. Входящая в эти ур-ния величина β, определенная по ур-нию (11), должна рассматриваться как заданная константа или ф-ция скорости. В ур-ниях (10) и (13) для простоты предположено, что средняя скорость потока Ж. в данном месте $\boldsymbol{u}$ равна нулю. В противном случае в правых частях этих ур-ний следует заменить скорость $\boldsymbol{p}/m$ на местную скорость $(\boldsymbol{p}/m) - \boldsymbol{u}$.

Если, как это обычно бывает, внешние силы и градиенты темп-ры, плотности и т. д., ответственные за неравновесность состояния Ж., малы, то ур-ния для $\bar{F}_1$ и $\bar{F}_2$ могут быть решены в виде $\bar{F}_s = F_s^{(0)}(1 + \Psi_s)$, где $F_s^{(0)}$ — равновесные ф-ции распределения и Ψ_s — малые поправки на неравновесность. При этом особенно важна и интересна координатная часть ф-ции Ψ_2, описывающая отклонения парной (радиальной) ф-ции распределения частиц Ж. от своего равновесного значения и определяющая собой соответствующие искажения в равновесной структуре Ж. Такая программа расчетов действительно была выполнена для многих важных задач, относящихся как к чистым Ж., так и жидким растворам, и были получены теоретич. оценки для различных кинетич. коэффициентов. Напр., для коэфф. сдвиговой η и объемной ζ вязкости чистой Ж. получается [11]:

$$\eta = \frac{mkT}{3v\beta} + \frac{\pi\beta}{15v^2kT}\int_0^\infty \Phi'(r)G_0(r)\psi_2(r)r^5dr, \qquad (14)$$

$$\zeta = \frac{mkT}{3v\beta} + \frac{\pi\beta}{9v^2kT}\int_0^\infty \Phi'(r)G_0(r)\psi_0(r)r^5dr, \qquad (15)$$

где ψ_0 и ψ_2 — слагаемые в упоминавшейся поправочной ф-ции Ψ_2, к-рая может быть вычислена при решении кинетич. ур-ния для $\bar{F}_2$. Аналогичное, но значительно более громоздкое выражение получается также для коэфф. теплопроводности. Первые слагаемые в правых частях ур-ний (14) и (15) связаны с переносом импульса движением молекул и для Ж. ими можно пренебречь по сравнению со вторыми слагаемыми, связанными с переносом импульса взаимодействием молекул. Теоретич. расчет по ур-нию (14) для аргона при 90° K приводит к значению $\eta = 1{,}27\cdot10^{-3}$ *пуаз*, что удовлетворительно согласуется с экспериментально определенным значением $2{,}39\cdot10^{-3}$ *пуаз*.

Круг задач кинетич. теории Ж., к-рые уже решены или могут быть решены на основании теории Кирквуда, много шире, чем выше было указано в качестве примеров. Следует также указать на появившееся в последние годы новое направление кинетич. теории, основанное на моделировании теплового движения молекул с помощью быстродействующих счетных машин (см. обзор [10]). Хотя полученные пока результаты связаны с кинетикой в модели твердых невзаимодействующих шариков, они очень интересны и представляются перспективными для всей теории в целом.

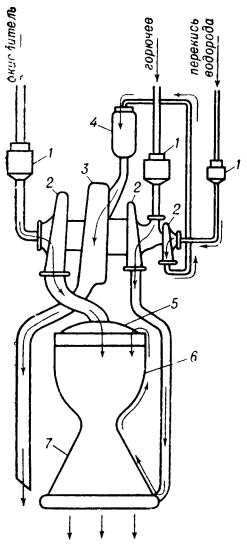
И. З. Фишер.

Лит.: 1) Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, М.—Л., 1945; 2) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; 3) Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960; 4) Фишер И. З., Статистическая теория жидкостей, М., 1961; 5) Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч. и Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; 6) Данилов В. И., Строение и кристаллизация жидкости, Избр. статьи, Киев, 1956; 7) Корнфельд М., Упругость и прочность жидкостей, М.—Л., 1951; 8) Green H. S., Molecular theory of fluids, Amst., 1952; 9) его же, The structure of liquids, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 10, B., 1960; 10) Фишер И. З., Применение метода Монте-Карло в статистической физике, «УФН», 1959, т. 69, вып. 3, с. 349; 11) Kirkwood J. G., The statistical mechanical theory of transport processes, «J. Chem. Phys.», 1946, v. 14, № 3; его же, там же, 1949, v. 17, № 10, p. 988; 12) Zwanzig R. W., Kirkwood J. G. and Oppenheim I., там же, 1953, v. 2, № 11, p. 2050; Rowlinson J. S., Liquids and liquid mixtures, L., 1959; 13) Самойлов О. Я., Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов, М., 1957; 14) Дебай П., «УФН», 1939, т. 21, вып. 2, с. 120; 15) Gingrich N. S., «Rev. Mod. Phys.», 1943, v. 15, № 1, p. 90.

ЖИДКОСТНОЙ УСПОКОИТЕЛЬ—см. *Успокоители.*

ЖИДКОСТНО-РЕАКТИВНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ (ЖРД) — один из типов *реактивных двигателей*, применяемый на *ракетах* различного назначения (космических, баллистических, метеорологических, зенитных и др.) и самолетах нек-рых типов. Упрощенная схема ЖРД приведена на рис. Жидкие компоненты топлива (окислитель и горючее) из баков ракеты проходят через пусковые клапаны *1* в центробежные насосы *2*, к-рые вращаются газовой турбиной

3; рабочее тело для турбины вырабатывается в газогенераторе *4* (напр., путем разложения катализатором высококонцентрированной перекиси водорода). В простейших (мелких) ЖРД турбонасосный агрегат может отсутствовать, а окислитель и горючее подаются посредством вытеснения из баков сжатым газом. Вытеснит. схема в весовом отношении менее выгодна из-за большего веса баков.



Компоненты топлива направляются в головку двигателя *5*. Горючее (или окислитель) предварительно пропускается через охлаждающую рубашку сопла *7* и камеры сгорания *6*. Головка двигателя снабжена форсунками, распыливающими обе жидкости в камере сгорания. Устройство для искусств. воспламенения горючей смеси (напр., факел самовоспламеняющегося вещества или электрич. система зажигания) необходимо только в момент запуска двигателя, после чего процесс горения поддерживается сам собой. Применение жидкого окислителя и больших давлений (30—50 *ama*) позволяет камерам ЖРД развивать высокую теплонапряженность (до 10^{10} *ккал/м³час* и более).

Испарение, смешение и сгорание компонентов смеси проходит быстро (за 2—4 *мсек*) и заканчивается образованием сильно нагретых (до 3 000—4 000° абс.) газов со значит. степенью диссоциации и с возбуждением поступательной, вращательной и вибрационной частей теплоемкости. Наивыгоднейшее (в смысле экономии топлива) сгорание получается при коэфф. избытка окислителя, неск. меньшем 1,0. Расширение продуктов сгорания, происходящее в сопле двигателя, приводит к истечению их со сверхзвуковой скоростью, равной 2 000—3 000 *м/сек*. Значительное расширение газов (с понижением давления в десятки и сотни раз) сопровождается их охлаждением, происходящим в основном равновесно, т. е. с рекомбинацией состава и релаксацией вибрационной энергии. Высокие темп-ра и массовая скорость газов (ρv, где ρ — плотность, а v — скорость течения газа) порождают большие лучистые и конвективные тепловые потоки в стенках двигателя, охлаждаемых жидкостью. Максимум суммарного удельного теплового потока до 10^6—20^6 *ккал/м²час* развивается в области критич. (узкого) сечения сопла, в к-рой скорость газов равняется звуковой. Предотвращение перегрева стенки в зоне макс. тепловых потоков и общего перегрева жидкости в конце охлаждающего тракта связано с большими трудностями. Для уменьшения этих трудностей может применяться искусств. понижение темп-ры газа в струях, текущих у стенки, путем обогащения их горючим (т. н. внутр. охлаждение). Однако недожог части горючего вызывает нек-рое уменьшение экономичности ЖРД. Применение внутр. охлаждения особенно необходимо в случае работы ЖРД при высоких давлениях в камере и использовании высококалорийных топлив.

Величина тяги (реактивной силы), развиваемой различного типа ЖРД, изменяется в пределах от нескольких *кг* до десятков и сотен *т*. Характеристикой экономичности ЖРД является т. н. удельная тяга (т. е. тяга, приходящаяся на единицу расхода топлива, включая расход газа, потребляемого турбиной), к-рая в случае расширения газа до давления, равного давлению атмосферы, составляет: $R_{уд} = v_a/g$, где v_a — скорость истечения газов, g — ускорение силы тяжести.

Окислителями в ЖРД могут быть жидкий кислород, жидкий фтор или богатые ими соединения (H_2O_2, HNO_3, N_2O_4, OF_2, ClF_3 и др.); горючим — углеводороды (напр., керосин), спирты (этиловый, метиловый), нек-рые амины (напр., триэтиламин), аммиак, гидразин N_2H_2, диметилгидразин $NH_2N(CH_3)_2$ и др. При давлении в камере $p_k = 28$ *am*, давлении на выходе из сопла $p_a = 1$ *am* и стехиометрич. составе топлива расчетное значение скорости истечения v_a (при отсутствии потерь в камере и сопле) составляет: для жидкого фтора с аммиаком — 3 000 *м/сек*, для жидкого кислорода с керосином — 2 480 *м/сек*, для азотной кислоты (98%) с керосином — 2 270 *м/сек*. Т. о., удельная тяга ЖРД при работе на указанных смесях находится в интервале ок. 227—300 *кГ/кг/сек*.

ЖРД характеризуются малым весом конструкции (ок. 20 *кГ* и менее на 1 *т* тяги, не считая баков). ЖРД позволил создать ряд летательных аппаратов (гл. обр. ракет), совершающих полеты на больших высотах и при скоростях, равных космическим.

Лит.: 1) Синярев Г. Б. и Добровольский М. В., Жидкостные ракетные двигатели, 2 изд., М., 1957; 2) Саттон Д., Ракетные двигатели, [пер. с англ.], М., 1952; 3) Жидкие и твердые ракетные топлива. Сборник переводов, М., 1959; 4) Крокко Л. и Чжен-Синь-и, Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях, пер. с англ., М., 1958; 5) Вопросы горения и детонационных волн. Четвертый симпозиум (международный) по вопросам горения и детонационных волн. Сб. статей, пер. с англ., М., 1958; 6) Шевелюк М. И., Теоретические основы проектирования жидкостных ракетных двигателей, М., 1960.

В. В. Пшеничнов.

***jj*-СВЯЗЬ** — в теории сложных *атомных спектров* схема сложения моментов количества движения для двух или более электронов, при к-рой сперва для отдельных электронов складываются орбитальный момент $\boldsymbol{l}_i$ и спиновый момент $\boldsymbol{s}_i$, $\boldsymbol{l}_i + \boldsymbol{s}_i = \boldsymbol{j}_i$, а затем складываются моменты $\boldsymbol{j}_i$, $\sum_{i=1}^{N} \boldsymbol{j}_i = \boldsymbol{J}$ (N — число электронов, $\boldsymbol{J}$ — результирующий момент); при этом состояние каждого электрона характеризуется *внутренним квантовым числом* j_i, определяющим значение полного момента электрона в атоме $\boldsymbol{j}_i$ и являющимся полуцелым. Случай *jj*-с. осуществляется, когда магнитное спин-орбитальное взаимодействие велико по сравнению с электростатич. взаимодействием электронов, в противоположность случаю нормальной связи (см. *Рассела — Саундерса схема*), когда последнее велико по сравнению с первым.

Для двухэлектронной конфигурации при *jj*-с. уровни энергии группируются по значениям j_1, j_2, отличаясь при заданных j_1 и j_2 значениями $\boldsymbol{J}$ момента $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{j}_1 + \boldsymbol{j}_2$, и обозначаются символом $(j_1, j_2)_J$; напр., для конфигурации dp ($j_1 = {}^5/_2$, ${}^3/_2$; $j_2 = {}^3/_2$, ${}^1/_2$) получаются группы уровней $({}^5/_2, {}^3/_2)_4$, $({}^5/_2, {}^3/_2)_3$, $({}^5/_2, {}^3/_2)_2$, $({}^5/_2, {}^3/_2)_1$ (4 уровня); $({}^5/_2, {}^1/_2)_3$, $({}^5/_2, {}^1/_2)_2$ (2 уровня); $({}^3/_2, {}^3/_2)_3$, $({}^3/_2, {}^3/_2)_2$, $({}^3/_2, {}^3/_2)_1$, $({}^3/_2, {}^3/_2)_0$ (4 уровня); $({}^3/_2, {}^1/_2)_2$, $({}^3/_2, {}^1/_2)_1$ (2 уровня).

jj-связь играет важную роль в теории ядерных оболочек: состояние отдельного нуклона в ядре благодаря сильному взаимодействию спина нуклона с его орбитальным моментом характеризуется квантовым числом j_i, определяющим полный момент этого нуклона $\boldsymbol{j}_i$. Полный момент ядра $\boldsymbol{I}$ определяется в этом случае сложением моментов нуклонов $\boldsymbol{j}_i$, $\sum_i \boldsymbol{j}_i = \boldsymbol{I}$ и т. о. приближенно осуществляется случай *jj*-связи.

Лит.: 1) Кондон Е. и Шортли Г., Теория атомных спектров, пер. с англ., М., 1949; 2) Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1961; 3) Гел-

перт-Майер М. и Иенсен И. Г. Д., Элементарная теория ядерных оболочек, пер. с англ., М., 1958.
М. А. Ельяшевич.

ЖИРОСКОП — то же, что *гироскоп*.

ЖУКОВСКОГО ТЕОРЕМА — теорема о подъемной силе, действующей на тело, находящееся в плоско-параллельном потоке жидкости или газа. Согласно этой теореме подъемная сила, действующая на тело в потоке жидкости или газа, обусловлена связанными с обтекаемым телом вихрями (присоединенными вихрями), причиной возникновения к-рых является вязкость жидкости. Наличие этих вихрей приводит к обтеканию крыла потоком с отличной от нуля *циркуляцией скорости*. Ж. т. сформулирована в 1904 г.

Ж. т. формулируется след. образом. Если установившийся плоско-параллельный *потенциальный поток* несжимаемой жидкости набегает на бесконечно длинный цилиндр перпендикулярно его образующим, то на участок цилиндра, имеющий длину вдоль образующей, равную единице, действует подъемная сила Y, равная произведению плотности ρ среды на скорость v потока на бесконечности и на циркуляцию Γ скорости по любому замкнутому контуру, охватывающему обтекаемый цилиндр, т. е. $Y = \rho v \Gamma$. Направление подъемной силы получается из направления вектора скорости на бесконечности поворотом его на прямой угол против направления циркуляции. Ж. т. справедлива и при дозвуковом обтекании профиля сжимаемой жидкостью (газом). Для звуковой и сверхзвуковых скоростей обтекания Ж. т. в общем виде не может быть доказана.

Ж. т. легла в основу совр. теории крыла и гребного винта. С помощью Ж. т. могут быть вычислены подъемная сила крыла конечного размаха, тяга гребного винта, сила давления на лопатку турбины и компрессора и др.

Лит.: 1) Жуковский Н. Е., О присоединенных вихрях, Полн. собр. соч., т. 5, М.—Л., 1937; 2) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М., 1957; 3) Голубев В. В., Лекции по теории крыла, М.—Л., 1949.
Н. Я. Фабрикант.

ЖУРДЕНА ПРИНЦИП (Jourdain Ph.) — один из дифференциальных *вариационных принципов механики*, согласно к-рому из всех кинематически возможных движений механич. системы с идеальными связями действительным является то, для к-рого в каждый момент времени выполняется условие:

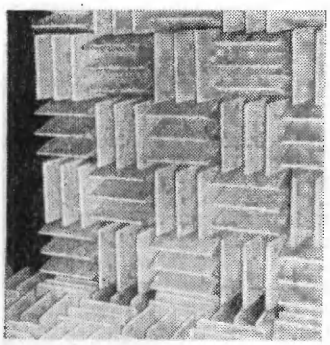
$$\sum_{i=1}^{n} (\boldsymbol{F}_i - m_i \boldsymbol{w}_i) \delta \boldsymbol{v}_i = 0,$$

где m_i и $\boldsymbol{w}_i$ — соответственно массы и ускорения точек системы, $\boldsymbol{F}_i$ — действующие активные силы, $\delta \boldsymbol{v}_i$ — вариации скоростей точек системы, определяемые при условии, что положения этих точек и их ускорения не варьируются. Принципом удобно пользоваться в случаях механич. систем, у к-рых реакции связей ортогональны к направлениям возможных скоростей точек приложения этих реакций.

Лит.: Невзглядов В. Г., Теоретическая механика, М., 1959, гл. XVI, § 112.
С. М. Тарг.

З

ЗАГЛУШЕННАЯ КАМЕРА — специально оборудованное помещение для *акустических измерений* в условиях, приближающихся к условиям свободного открытого пространства (в свободном звуковом поле). Стены, пол и потолок З. к. покрываются звукопоглощающими материалами, обеспечивающими практически полное отсутствие отраженных звуковых волн. В современных З. к. заглушающая отделка состоит из клиньев легкого пористого материала (стекловолокна), располагаемых основаниями к стенам (рис.). В З. к. большого размера удается получить поглощение до 99% по энергии в диапазоне частот от 50—70 *гц* до самых высоких слышимых частот. В З. к. с размерами 4—5 *м* нижняя граница рабочих частот обычно составляет 100—120 *гц*. Отсутствие заметных отражений в З. к. сводит до минимума наличие интерференций и стоячих волн, что позволяет приблизиться к идеальной форме звуковой волны — чисто бегущей плоской или шаровой. Это дает возможность проводить в З. к. следующие акустич. исследования: 1) градуировку измерит. микрофонов в свободном поле; 2) испытания громкоговорителей на отдачу и по направленности излучения, т. е. измерения развиваемых громкоговорителем звуковых давлений во всех направлениях; 3) исследования шума машин, трансформаторов и др. объектов; 4) определение порога слышимости и др. субъективные измерения громкости. При всех этих исследованиях, кроме хорошего приближения к условиям чисто бегущей звуковой волны, существенна и хорошая *звукоизоляция* и *виброизоляция* от внешних звуковых полей. Для этого З. к. сооружают на отдельном фундаменте и изолируют от др. помещений здания вторыми стенами. Кроме того, внутр. коробку развязывают от фундамента амортизирующими прокладками или спец. амортизаторами.



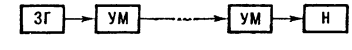
Контроль акустич. качеств З. к. производится, напр., непосредств. измерением отношения звукового давления отраженной волны к звуковому давлению прямой волны, идущей от источника звука; в хорошей З. к. это отношение не должно превышать 20 *дб*. Другим, более удобным и общепринятым способом оценки качества З. к. является изучение закона спадания звукового давления по мере удаления от источника. Этот способ основан на теоретич. зависимости, справедливой для точечного источника звука, согласно к-рой звуковое давление в свободном поле убывает обратно пропорционально расстоянию между источником и приемником. Отражения и интерференция, остающиеся в З. к., дают отклонения от закона обратной пропорциональности; чем меньше такие отклонения, тем лучше З. к. Обычно допускаются отклонения, не превышающие 1 *дб*. Размеры камеры должны допускать расположение приемника и источника звука на достаточно большом расстоянии, для того чтобы приемник находился в зоне практически плоских волн. При нарушении этого условия между звуковым давлением и колебат. скоростью в точке приема будет существовать фазовый сдвиг, зависящий от частоты. Это условие для допустимого расстояния d обычно выражается ф-лой: $d \geqslant 120/f$ (d в *м*, f — частота в *гц*). Как видно из ф-лы, при частотах ниже 100 *гц* расстояние между источником и приемником должно составлять более 1 *м*, что требует для З. к., рассчитанной на низкие частоты, увеличения размеров.

Нек-рые акустич. З. к. служат также для испытаний приборов, предназначенных для излучения и приема электромагнитных волн дециметрового диапазона. В этом случае для создания свободных электромагнитных полей добиваются полного поглощения электромагнитных волн в отделке камеры. Это достигается, напр., пропиткой клиньев из стекловолокна графитным порошком или подмешиванием в стекловолокно стальных тонких стружек.

Лит.: 1) Meier E., Buchman G., Schoch A., Eine neue Schallschluckanordnung hoher Wirksamkeit und der Bau eines schallgedämpften Raumes, «Akust. Z.», 1940, Jahrg. 5, S. 352—63; 2) Epperecht G. W., Kurze G. und Lauber A., Bau eines reflexionsfreien Raumes für Schallwällen und electrische Dezimetrewällen, «Akust. Beih.», 1954, № 2, S. 567—77; 3) Beranek L. and Sleeper H., The design and constraction of anechoic sound chambers, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1946, v. 18, p. 140—50.

И. Г. Русаков.

ЗАДАЮЩИЙ ГЕНЕРАТОР — маломощный генератор высокой частоты с самовозбуждением, служащий источником колебаний в устройствах, генерирующих высокочастотные колебания большой мощности. Блок-схема такого устройства, наз. генератором с посторонним возбуждением, изображена на рис.; колебания З. г. усиливаются неск. ступенями усиления (УМ), доводящими уровень мощности до заданной величины, и иногда дополнительно преобразуются по частоте. Особенности З. г. связаны с требованиями высокой стабильности частоты и независимости генерируемой частоты от нагрузки, предъявляемыми ко всему устройству в целом. Для питания З. г. применяются источники с высокой стабилизацией. Сам З. г. помещается в спец. термостат; тщательная амортизация устраняет возможность механич. сотрясений, а герметизация схемы З. г. исключает влияние на его частоту изменения влажности окружающего воздуха. В случае работы на фиксированной частоте и необходимости очень высокой стабильности частоты в качестве З. г. пользуются *кварцевыми генераторами* (генерато-



рами, стабилизированными кварцем). При необходимости работы на ряде фиксированных частот или в нек-ром диапазоне с плавной перестройкой схема З. г. должна обеспечивать возможность такой перестройки при заданной стабильности частоты.

Лит.: Дробов С. А., Радиопередающие устройства, 2 изд.], М., 1951. *А. А. Брандт.*

ЗАДЕРЖКА ВРЕМЕННА́Я (в импульсных устройствах) — создание сигналов, запаздывающих относительно исходных на определенное время (время задержки). З. в. осуществляется с помощью: а) *линий задержки* (электрических на время задержки до десятков *мксек* или ультразвуковых на время до неск. тысяч *мксек*), служащих для задержки импульсов любой формы; для неискаженного воспроизведения сигналов *полоса пропускания* линий должна быть шире спектра входного сигнала; б) генераторов задержанных импульсов, к-рые состоят из электронного релаксационного устройства с одним устойчивым состоянием равновесия (типа *фантастрона* или ждущего *мультивибратора*) и устройства формирования импульсов. Каждым входным импульсом запускается фантастрон (ждущий мультивибратор), и в момент возвращения его в начальное состояние устройство формирования генерирует задержанный импульс. Время задержки может плавно регулироваться в широких пределах пропорционально управляющему напряжению, изменяющему длительность возбужденного состояния фантастрона. Форма и длительность входных импульсов не сохраняются, а определяются параметрами устройства формирования.

З. в. применяется в разнообразных приборах ядерной физики (*совпадений схемы*, амплитудные и временны́е анализаторы и т. д.), в индикаторах и др. элементах радиолокационных станций, в устройствах временно́го кодирования и декодирования импульсов, в *электронных коммутаторах* и т. п.

Лит.: 1) Ицхоки Я. С., Импульсные устройства, М., 1959; 2) Меерович Л. А., Зеличенко Л. Г., Импульсная техника, М., 1953; 3) Кривицкий Б. Х., Элементы и устройства импульсной техники, 2 изд., М., 1961. *Б. Х. Кривицкий.*

ЗАЖИГАНИЕ (вынужденное воспламенение) — способ воспламенения топливо-воздушных смесей, при к-ром ненагретая смесь зажигается к.-л. высокотемпературным источником тепла — накаленным телом, пламенем, искрой. Механизм З. сводится к тому, что нагретое до темп-ры T_s тело вызывает в тонком слое прилегающего к нему газа химич. реакцию. При темп-ре тела, равной $T_s^{кр}$, количество тепла, выделяемое реакцией в этом слое q_1, становится равным отводимому количеству тепла q_2. Дальнейшее повышение T_s приводит к самопроизвольному разогреву и, при $q_1 > q_2$, к перемещению ее границ в пространстве. Таким образом, $q_1 = q_2$ — критич. условие З.; $T_s^{кр}$ наз. темп-рой З.; ее величина зависит от состава смеси и др. факторов.

Общее условие З. имеет вид

$$\alpha (T_s - T_0) = \sqrt{2\lambda q \int_{T_\xi}^{T_s} W(T)dT}, \qquad (1)$$

где q и $W(T)$ — тепловой эффект и скорость реакции, λ — теплопроводность, T_0 — начальная темп-ра, T_ξ — темп-ра на внешней границе зоны, α — коэффициент теплоотдачи. В силу большей, чем при *самовоспламенении*, теплоотдачи, температура З. заметно выше, чем температура самовоспламенения той же смеси.

Важнейшая характеристика З. газовых смесей — т. н. концентрационные границы З. (диапазон концентраций, в к-ром возможно З. смеси; рис. 1), изменяющиеся в зависимости от различных факторов (рис. 2).

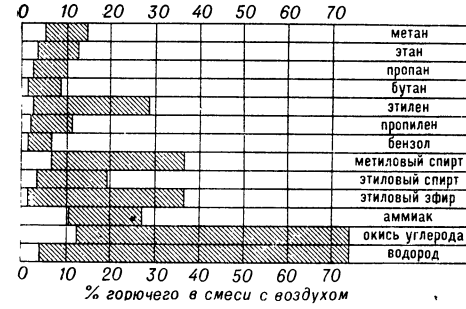


Рис. 1. Концентрационные границы зажигания различных газо- и паро-воздушных смесей.

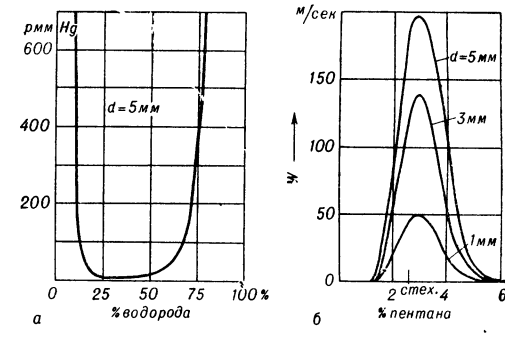
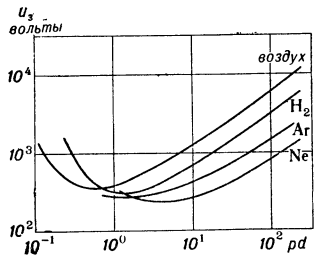


Рис. 2. Зависимость концентрационных границ зажигания от давления (*а*) и скорости потока при различных размерах d источника тепла (*б*).

Лит. см. при ст. *Горение.* *Л. Н. Хитрин.*

ЗАЖИГАНИЯ ПОТЕНЦИАЛ — наименьшая разность потенциалов между электродами в газе, необходимая для возникновения самостоятельного разряда, т. е. разряда, поддержание к-рого не требует наличия внешних ионизаторов. При самостоятельном разряде ионизация газа осуществляется за счет внутренних механизмов самого разряда. Такими механизмами являются различные виды объемной *ионизации* газа в межэлектродном промежутке, а также процессы на катоде (вторичная электронная эмиссия под действием ионной бомбардировки, фотоэлектронная и термоэлектронная эмиссия и др.). Интенсивность этих процессов возрастает с величиной разности потенциалов между электродами. Та разность потенциалов, при к-рой интенсивность процессов ионизации оказывается достаточной для того, чтобы каждая заряженная частица до своего исчезновения рождала аналогичную частицу, и определяет величину З. п. Интенсивность процессов ионизации, а следовательно и величина З. п. зависят от природы и давления газа, от материала, формы, состояния поверхности электродов и расстояния между ними. При этом давление p и расстояние между электродами d не являются независимыми параметрами, а величина З. п. зависит от произведения pd (т. н. «кривые Пашена», см. рис.). Развитие процессов объемной ионизации за счет электронного удара оказывается затрудненным и при больших и при малых значениях pd. Действительно, при малых pd почти каждое столкновение может приводить к ионизации, но число этих столкновений на длине промежутка будет мало и электронная лавина, необходимая для создания самостоятельного разряда, не сможет образоваться. При больших pd число столкно-

вений велико, но энергия, приобретаемая электронами на длине пробега, оказывается слишком малой для ионизации нейтральных атомов и молекул. В результате З. п. возрастает и в области малых и в области больших значений pd; при $pd \sim 1$ *мм рт. ст.* З. п. достигает для большинства газов минимальной величины, обычно порядка сотен вольт. Теоретически кривые Пашена были интерпретированы Таунсендом (см., напр., [1]). Сильное влияние на величину потенциала зажигания оказывает наличие даже незначительных примесей к основному газу, заполняющему систему [2]. При этом электроотрицательные примеси обычно повышают З. п.; это связано с заменой части электронов в разряде отрицательными ионами, ионизующая способность к-рых меньше, чем у электронов. Существенно влияет на величину З. п. образование на поверхности катода тонких пленок чужеродных атомов.



Зависимость потенциала зажигания $U_З$ от произведения pd для различных газов (p — давление газа в *мм рт. ст.*; d — расстояние между плоскими электродами в прямой разрядной трубке).

Для развития самостоятельного разряда при разности потенциалов между электродами, превышающей З. п., требуется наличие в газовом промежутке нек-рой затравочной ионизации. Обычно такая ионизация всегда существует за счет действия естественных ионизующих факторов (космическое излучение, естественная радиоактивность). Однако вследствие флуктуаций естественного фона ионизации развитие самостоятельного разряда требует известного времени, поэтому величина З. п. зависит от вида напряжения, приложенного к электродам (постоянное, переменное той или иной частоты, импульсное с различной длительностью, формой и скважностью импульсов, см. [3]). Действие внешних ионизующих факторов в разрядном промежутке или на поверхностях электродов приводит к снижению З. п. Очень высоких значений достигает З. п. в условиях высокого вакуума, когда свободные пробеги частиц много больше расстояния между электродами, и поэтому объемная ионизация в межэлектродном промежутке перестает играть роль.

Лит.: 1) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 22, B.—Göttingen, 1956, S. 1—52; 2) Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. XIII, § 6; 3) Энгель А. и Штенбек М., Физика и техника электрического разряда в газах, пер. с нем., т. 2, М.—Л., 1936; § 70—73; 4) Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959, гл. 7. *Е. Е. Юшманов.*

ЗАЗЕМЛЕНИЕ — электрическое соединение с землей элементов электрических цепей, элементов электрических и радиоустройств или их самих в целом. Заземляются также металлич. части оборудования на взрывоопасных производствах для предотвращения искрообразования; автоцистерны с взрывоопасным содержимым при движении заземляются через металлич. цепочку, волочащуюся по земле.

В электротехнике З. применяется для безопасности обслуживания (защитное З.) или для работы самих устройств (рабочее З.). Рабочее З. применяется: 1) для использования земли в качестве 4-го нейтрального провода в трехфазных электрич. системах (с заземленной нейтралью); 2) очень редко в качестве третьего провода («фазы») в системах: две фазы, земля. При аварийных или случайных соединениях заземленных частей с токоведущими проводами потенциал заземленных частей не должен превышать допустимого напряжения прикосновения, = 125 *в*, а в сырых помещениях и химич. цехах, = 40 *в*.

З. осуществляется с помощью одного или нескольких металлич. электродов—заземлителей (пластин, труб, штырей или системы проводов), зарытых или вбитых в землю, как правило, на глубину (бо́льшую глубины промерзания почвы), обеспечивающую влажную среду. Рекомендуется применять стержни уголковой стали или трубы длиной 2,5—3 *м*, забиваемые вертикально в землю. Для уменьшения переходного сопротивления (см. ниже) грунт вокруг заземлителей пропитывается раствором поваренной соли. Широко пользуются естественными заземлителями — металлич. конструкциями, имеющими надежный контакт с землей. Заземлители следует при возможности соединять проводами с такими естественными заземлителями. На больших электроустановках при расположении заземлителей по периметру, окружающему территорию установки, они образуют заземляющий контур.

Качество заземляющего устройства определяется величиной переходного сопротивления заземлителя, складывающегося из контактного сопротивления и сопротивления растеканию тока в земле. Величина переходного сопротивления должна быть не более 0,5—3 *ом* (включая сопротивление провода, соединенного с заземляемым объектом). Напряжение на заземлителе определяется произведением стекающего с него тока на переходное сопротивление. Плотность тока в земле тем больше, чем ближе к заземлителю. По мере удаления от заземлителя плотность тока и, следовательно, падение напряжения на единицу длины делаются малыми, и на расстоянии 20 *м* от заземлителя падение напряжения практически=0. Поэтому напряжение на заземлителе измеряется по разности потенциалов между ним и каким-либо вспомогат. заземлителем, удаленным на расстояние 20 *м*.

Переходное сопротивление в случае шарового заземлителя: $R = U_0/I = 1/4\pi\sigma r_0$, где r_0 — радиус шара. Для полусферич. заземлителя: $R = 1/2\pi\sigma r_0$. Эта ф-ла может быть применена для оценки переходного сопротивления реальных заземлителей, если их можно приближенно заменить полусферой. Между заземлителем и к.-л. точкой P на поверхности земли, лежащей на расстоянии r от центра заземлителя, возникает напряжение: $U_{0P} = U_0(1 - r_0/r)$.

При коротких замыканиях вблизи шин электрич. подстанции через землю вблизи заземлителей могут протекать весьма сильные токи; падение напряжения в земле резко возрастает и оценивается по величине шагового напряжения, — напряжения между двумя точками на поверхности земли, удаленными друг от друга на длину шага (80 *см*). Заземлители для защитных З. должны располагаться не ближе 20 *м* от заземлителей для рабочих З. Заземлители для высоковольтных (>1 *кв*) и низковольтных (< 1 *кв*) установок должны быть разделены. Расстояние между заземлителями одного заземляющего устройства должно быть не меньше длины заземлителей (из-за взаимного влияния). Измерение переходного сопротивления производится обычно вольтамперметром или мостом на переменном токе (с помощью дополнит. заземлителя, расположенного на расстоянии 15—20 *м*, и заземленного зонда).

В радиотехнике целью З. является обеспечение постоянства и равенства потенциалов различных элементов радиоустройств. Электрич. емкость Земли C достаточно велика, и при изменении заряда ее потенциал практически остается постоянным.

З. существенно для нормальной работы различных чувствительных приемных, передающих и преобразующих радиоустройств. В частности, З. позволяет значительно снизить вредное влияние блуждающих токов и эдс, наведенных извне, а также одними элементами схемы на другие.

Особую роль играет З. при работе приемных и передающих *антенн*, представляющих собой несимметричные вибраторы. При этом передатчик или приемник включается между основанием антенны и заземлителем. Из-за конечной проводимости почвы в заземлителе возникают потери энергии за счет токов, перезаряжающих емкость конденсатора антенна—земля, входя-

щего в состав открытого колебат. контура, каким является антенная система. Спец. системы З. позволяют значительно снизить эти потери, к-рые вычисляются в диапазоне длинных волн как потери в сопротивлении $R_п$, включенном в основание антенны, по ф-ле М. В. Шулейкина: $R_п = A_з\lambda/\lambda_0$, где коэфф. $A_з$ зависит от качества З., λ — рабочая длина волны, λ_0 — собственная длина волны антенны. В случае хорошего заземления величина $A_з$ находится в пределах от 0,5 до 1, удовлетворительного от 2 до 4, плохого от 4 до 7. З. антенн осуществляется в виде радиально расходящихся от основания антенны проводов, зарытых в землю; в виде нескольких соединенных между собой металлических секций (секционированное З.), также зарытых в землю, и т. п. В случаях сухой или каменистой почвы, а также для подвижных радиостанций вместо заземлителя применяется противовес, состоящий из сети проводов или металлич. сетки, расположенных на небольшой (до 6 *м*) высоте над землей, к-рый по существу является вторым плечом к несимметричной антенне. С точки зрения снижения потерь противовес уступает хорошему заземлителю.

На движущихся объектах (автомобилях, самолетах, судах), изолированных от земли, вместо З. осуществляется «зануление» — соединение с металлич. корпусом объекта.

Лит.: 1) Марголин Н. Ф., Токи в земле, М.—Л., 1947; 2) Найфельд М. Р., Защитные заземления в электротехнических установках, 2 изд., М.—Л., 1959; 3) Куфмюллер К., Основы теоретической электротехники, пер. с нем., М.—Л., 1960; 4) Инструкция по выполнению сетей заземления в электрических установках. СН 102—60, утв. Гос. комитетом Совета Министров СССР по делам строительства 8 июня 1960, М., 1960; 5) Неймаи М. С., Передающие антенны, Л.—М., 1934; 6) Домбровский И. А., Антенны, М., 1951; 7) Пистолькорс А. А., Антенны, М., 1947; 8) Оллендорф Ф., Токи в земле, пер. с нем., М.—Л., 1932.

В. П. Медведев.

ЗАКАЛКА — быстрое охлаждение вещества с целью предотвратить развитие процессов перехода его из состояния, равновесного при высокой темп-ре, в состояние, устойчивое при низкой темп-ре. З. применяется в том случае, если необходимо зафиксировать вещество в высокотемпературном состоянии (напр., при условии, что оно в этом состоянии обладает более выгодными для его применения механическими, физическими или др. свойствами, чем в низкотемпературном) или предотвратить протекание нежелательных процессов, происходящих при медленном охлаждении, и тем самым создать условия для развития при более низкой темп-ре других, желательных процессов.

Возможность применения З. определяется двумя условиями: во-первых, З. может, очевидно, применяться только к тем веществам, равновесное состояние к-рых при высокой темп-ре отличается кристаллич. структурой, составом или порядком в расположении атомов от равновесного состояния при низкой темп-ре; во-вторых, З. может быть эффективной только в том случае, если реально достижимая скорость охлаждения достаточна для того, чтобы не успели развиться те процессы, подавление к-рых является целью З. В принципе первое условие выполняется всегда: даже в идеально чистом кристаллич. веществе, не имеющем аллотропич. превращений, высокотемпературное состояние отличается от низкотемпературного хотя бы большей равновесной концентрацией *вакансий*; именно по этой причине З. может быть применена и к такому веществу (см. ниже З. чистых металлов). Второе условие определяется кинетикой тех процессов, к-рые необходимо подавить при З. Скорость v этих термически активируемых процессов (т. е. процессов, для протекания к-рых требуется преодоление за счет тепловых флуктуаций нек-рого *потенциального барьера*) определяется соотношением между высотой потенциального барьера U и темп-рой T. В первом приближении $v = A\exp(-U/kT)$, где A — коэффициент, к-рый считается независящим от темп-ры, k — постоянная Больцмана. Если величина потенциального барьера слабо зависит от темп-ры (как, напр., в случае диффузии), то скорость процесса с понижением темп-ры быстро уменьшается. При условии, что величина потенциального барьера уменьшается с понижением темп-ры (как в случае фазовых превращений при охлаждении), скорость протекания процесса вначале увеличивается, а затем, после достижения нек-рого максимального значения, быстро уменьшается. Максимальная скорость превращения в этом случае определяется как величиной потенциального барьера, так и температурным интервалом превращения. Скорость охлаждения при З. должна быть такой, чтобы время пребывания закаливаемого вещества в области темп-р, соответствующих максимуму скорости подавляемого процесса, было меньше времени, необходимого для начала этого процесса (т. е. меньше латентного периода). Рассмотрим наиболее характерные случаи применения З.

З а к а л к а с т а л и. В технике З. наиболее широко применяется к стали. В соответствии с диаграммой состояния системы железо—углерод (рис. 1), термодинамически устойчивым состоянием твердой стали при температурах, соответствующих точкам, расположенным выше линии GSE, является раствор углерода в γ-железе (аустенит), имеющий гранецентрированную кубич. решетку; ниже линии PSK — смесь феррита (раствора углерода в α-железе, имеющем объемноцентрированную кубич. решетку) и карбида железа Fe_3C (цементита). При медленном охлаждении от темп-р, изображаемых точками, лежащими выше линии PSK, аустенит, в соответствии с диаграммой состояния, должен распадаться на феррит и цементит. Скорость этого превращения (как указывалось выше) существенно зависит от темп-ры и при достаточно большом переохлаждении становится настолько малой, что распад аустенита в этих условиях почти не происходит и он оказывается устойчивым длительное время. При дальнейшем снижении темп-ры происходит бездиффузионная перестройка метастабильного аустенита в фазу, имеющую тетрагональную кубич. решетку, — т. н. мартенсит (см. *Мартенситное превращение*). Появление мартенсита в структуре стали приводит к резкому повышению ее механич. свойств (твердости, прочности), магнитного насыщения (мартенсит, в отличие от парамагнитного аустенита, ферромагнитен) и снижению пластичности.

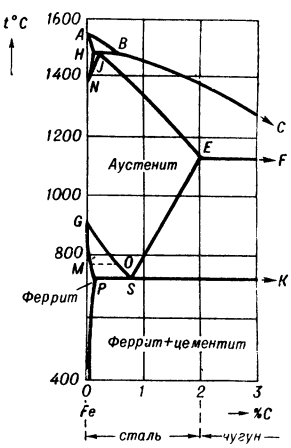


Рис. 1. Часть диаграммы состояния железо — углерод, соответствующая сталям.

Целью З. стали является получение полностью мартенситной структуры (без продуктов распада аустенита) или, иными словами, подавление за счет быстрого охлаждения распада аустенита и сохранение его вплоть до темп-р, при к-рых начинается мартенситное превращение. Минимальная скорость охлаждения, достаточная для предотвращения распада аустенита, наз. критич. скоростью З. стали. Т. к. закаленная сталь отличается большой хрупкостью, то обычно после З. ее подвергают нагреву при той или иной темп-ре (отпуску).

Закалка стареющих сплавов [5, 6]. Если равновесная концентрация двухкомпонентного твердого раствора существенно изменяется при изменении темп-ры, то при охлаждении из него должен выделиться избыток одного из компонент. Выделение избыточного компонента из твердого раствора является диффузионным процессом и может быть предотвращено З. сплава. Результатом З. в этом случае является фиксирование метастабильного пересыщенного твердого раствора при низкой (напр., комнатной) темп-ре. Если при этой темп-ре процесса выделения избыточного компонента вследствие малой подвижности атомов не происходит — пересыщенный твердый раствор оказывается практически устойчивым; в противном случае даже при комнатной темп-ре осуществляется относительно медленное выделение избыточного компонента — старение сплава. После З. и старения структура сплава представляет собой твердый раствор, в к-ром равномерно распределены либо субмикроскопич. области, обогащенные атомами растворенного вещества, либо (на поздних стадиях старения) частицы 2-й фазы. Сплавы, имеющие подобную структуру, характеризуются высокими механич. свойствами (твердостью, пределом текучести), т. к. протекание элементарных актов пластич. деформации — перемещение *дислокаций* — в подобном материале затруднено. Магнитные сплавы с такой структурой обладают большой *коэрцитивной силой*. Последнее обстоятельство связано с тем, что обогащенные атомами одного из компонентов области твердого раствора или мелкие выделения 2-й фазы с точки зрения их влияния на магнитные свойства вещества можно рассматривать как однодоменные частицы (см. *Домены ферромагнитные*). В связи с этим сплавы, подвергающиеся З. с последующим старением (т. н. дисперсионнотвердеющие сплавы), широко применяются в качестве конструкционных (дуралюмин) и жаропрочных (нимоник) материалов, а также для изготовления постоянных магнитов (см. *Высококоэрцитивные сплавы*).

Закалка упорядочивающихся сплавов [6]. В сплавах, низкотемпературное состояние к-рых отличается от высокотемпературного наличием дальнего порядка в распределении атомов разных сортов в решетке твердого раствора, упорядочение (см. *Упорядочение сплавов*) приводит к изменению ряда механич. свойств (твердости, пластичности), электросопротивления, магнитной проницаемости, появлению ферромагнитных свойств, изменению знака эффекта Холла и т. д. В том случае, если появление эффектов, связанных с упорядочением, нежелательно, прибегают к З. сплавов от темп-р, при к-рых равновесным является неупорядоченное состояние, с целью зафиксировать последнее и сохранить его при низкой темп-ре. Это удается осуществить в том случае, если при темп-ре перехода из неупорядоченного состояния в упорядоченное (в «Курнакова точке») скорость процессов, приводящих к упорядочению, не слишком велика (напр., сплавы Cu_3Au, CuAu); в противном случае зафиксировать неупорядоченное состояние не удается даже при очень резком охлаждении (напр., в сплавах CuZn, Cu_3Al, FeAl).

Закалка чистых металлов и однофазных сплавов [4]. Для изучения влияния вакансий на механич. и физич. свойства веществ применяется З. чистых металлов и однофазных *сплавов*. Целью З. в этом случае является фиксирование при низкой темп-ре концентрации вакансий, равновесной при темп-ре нагрева перед быстрым охлаждением. Экспериментальное изучение зависимости равновесной концентрации вакансий от темп-ры, осуществляемое посредством З. материала от различных темп-р, и определение зафиксированной при такой З. концентрации вакансий дает возможность оценить величину энергии образования вакансии. Изучение скорости удаления вакансий, возникших в результате З., и приближения их концентрации к равновесной при последующем отжиге позволяет определить энергию активации миграции этих дефектов в решетке.

З. с последующим отжигом при темп-рах, при к-рых зафиксированные при З. вакансии становятся подвижными, приводит к значительному повышению сопротивления материала, пластическому деформированию и одновременному снижению внутреннего трения. Эти эффекты связаны, по-видимому, с тем, что подвижные вакансии перемещаются к дислокациям и затрудняют движение последних (закрепляют их).

В ряде однофазных сплавов, содержащих в своем составе переходные металлы (напр., в нихроме), нагрев после З. от высоких темп-р приводит к аномальному изменению физич. свойств (напр., к резкому увеличению электросопротивления). Это явление обусловлено, по-видимому, появлением субмикроскопических неоднородностей внутри твердого раствора (см. *Концентрационные неоднородности*, *К-состояние* сплавов).

Закалка жидкости. Применением З. может быть задержана кристаллизация жидкостей, если максимальная скорость кристаллизации не очень велика, а при темп-ре, до к-рой производится З., — весьма мала. В результате З. в этом случае возникает стеклообразное состояние вещества, хорошо известным примером к-рого является обычное стекло (см. *Стеклование*). Скорость кристаллизации металлов и металлич. сплавов слишком велика для того, чтобы можно было получить их в стеклообразном состоянии.

Закалка из жидкого состояния. В зависимости от вида диаграммы состояния путем З. из жидкого состояния можно (во всяком случае, в принципе):

1) Устранить неоднородность твердого раствора по составу (*ликвацию*), возникающую при обычных скоростях охлаждения при кристаллизации и связанную с тем, что, в соответствии с диаграммой состояния (рис. 2),

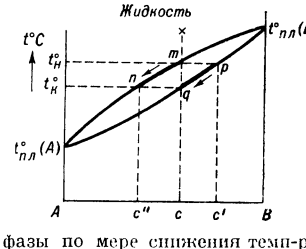


Рис. 2. Диаграмма состояния сплавов, компоненты к-рых полностью взаиморастворимы как в жидком, так и в твердом состояниях (схема). При равновесной кристаллизации состав твердой фазы по мере снижения темп-ры (от темп-ры начала кристаллизации $t°_н$ до темп-ры конца кристаллизации $t°_к$) меняется от c' до c, а состав жидкости — от c до c''.

состав выпадающих из жидкости кристаллов твердой фазы отличается от среднего состава сплава. Устранить такую неоднородность в дальнейшем весьма трудно, т. к. выравнивание состава по всему объему материала требует диффузионного перемещения атомов компонентов сплава на значит. расстояния. При резком же охлаждении жидкость переохлаждается до темп-р, соответствующих точкам, лежащим ниже кривой $t°_{пл}(A)qpt°_{пл}(B)$. В этих условиях кристаллизация может происходить как бы в однокомпонентной системе и твердый раствор оказывается во всем объеме однородным по составу.

2) Получить метастабильный пересыщенный твердый раствор, содержащий значительно большее количество 2-го компонента, чем это следует из диаграммы

состояния (рис. 3): избыток компонента B не успевает выделиться и фиксируется в твердом растворе. В этом случае возможно последующее старение сплава.

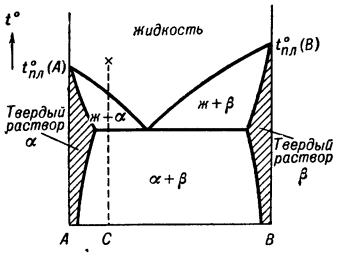


Рис. 3. Диаграмма состояния сплавов, компоненты к-рых полностью взаиморастворимы в жидком состоянии и ограниченно растворимы друг в друге в твердом состоянии (схема). Штриховкой показаны области твердых растворов α на (базе компонента A) и β (на базе компонента B). Путем закалки сплава состава C из жидкого состояния в принципе можно получить твердый раствор α, содержащий больше компонента B, чем это следует из диаграммы состояния.

Возможность осуществления З. из жидкого состояния определяется пока недостаточно исследованными кинетическими характеристиками процесса кристаллизации.

Лит.: 1) Бочвар А. А., Основы термической обработки сплавов, 5 изд., М.—Л., 1940; 2) Штейнберг С. С., Основы термической обработки стали, М. — Свердловск, 1945; 3) Курдюмов Г. В., Явления закалки и отпуска стали, М., 1960; 4) Вакансии и другие точечные дефекты в металлах и сплавах, пер. с англ., М., 1961; 5) Хард и Г. К., Хилл Т. Дж., Успехи физики металлов, т. 2, М., 1958, с. 285—461; 6) Уманский Я. С. [и др.], Физические основы металловедения, М., 1955. *Э. И. Эстрин.*

ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ — уменьшение кинетич. энергии нейтронов в результате последовательных соударений с атомными ядрами вещества — замедлителя нейтронов. Теория З. н. была развита гл. обр. в связи с исследованием процессов, происходящих в ядерных реакторах.

Основная задача, возникающая при изучении З. н., заключается в определении числа нейтронов и их распределения по энергии в любой малой области замедлителя в любой момент времени при данных начальных и граничных условиях. Для решения такой задачи вводится ф-ция пространственно-энергетич. распределения нейтронов $N(\boldsymbol{r}, t, E)$ и понятие плотности источников нейтронов $Q(\boldsymbol{r}, t, E)$, к-рые соответственно равны числу нейтронов, находящихся и образующихся за 1 *сек* в 1 $см^3$ замедлителя вблизи точки с координатой $\boldsymbol{r}$ в момент времени t, энергия к-рых лежит в единичном интервале вблизи E. В общем случае $N(\boldsymbol{r}, t, E)$ и $Q(\boldsymbol{r}, t, E)$ связаны сложным интегро-дифференциальным ур-нием — *кинетическим уравнением Больцмана*, к-рое выводится путем составления баланса числа нейтронов в объеме $d\boldsymbol{r}dE$. Обычно $Q(\boldsymbol{r}, t, E)$ известно и требуется определить $N(\boldsymbol{r}, t, E)$. Точное решение кинетич. ур-ния в большинстве случаев найти не удается, и обычно прибегают к приближенным методам вычисления.

Очень важным является стационарный случай З. н., когда Q, а следовательно, и N не зависят от t. Часто необходимо определить только энергетич. распределение нейтронов $N(t,E) \equiv \int N(\boldsymbol{r},t,E)d\boldsymbol{r}$, где интеграл берется по всему объему замедлителя; или же плотность нейтронов $n(\boldsymbol{r},t) \equiv \int_0^\infty dEN(\boldsymbol{r},t,E)$ (последняя величина обычно представляет интерес при изучении *диффузии нейтронов*, когда их энергия близка к энергии теплового движения при темп-ре замедлителя).

Взаимодействие нейтрона с веществом и основные параметры замедления нейтронов. Нейтроны, испускаемые нейтронными источниками, обычно имеют энергию порядка сотен *кэв* или нескольких *Мэв* (быстрые нейтроны). В результате столкновения с ядрами замедлителя нейтроны могут упруго или неупруго рассеиваться или же захватываться этими ядрами. Вероятность этих процессов зависит от энергии нейтрона и вещества замедлителя.

Если кинетич. энергия нейтрона в системе центра масс нейтрон—ядро больше энергии 1-го возбужденного уровня рассеивающих ядер E_1^* (у легких ядер E_1^* порядка неск. *Мэв*, у тяжелых — порядка неск. сотен *кэв*), то З. н. осуществляется как в результате упругого ядерного рассеяния, при к-ром ядро не изменяет своего квантового состояния, так и в результате неупругого ядерного рассеяния, при к-ром происходит возбуждение ядра (см. *Ядерные реакции*). При неупругом ядерном рассеянии нейтрон в среднем теряет значительную долю кинетич. энергии и после одного или нескольких соударений переходит в область энергий ниже порога неупругого рассеяния; дальнейшее З. н. происходит только за счет упругого ядерного рассеяния. В наст. время нет достаточно полных сведений относительно парциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов на ядрах, но известно, что эти сечения сильно зависят от индивидуальных свойств ядра. Поэтому теоретич. анализ З. н. в той области, где существенно неупругое рассеяние, крайне затруднителен. Однако, поскольку число соударений в этой области невелико, нейтроны очень быстро замедляются до меньших энергий, не успевая уйти далеко от источника, и поэтому неопределенность в ф-ции пространственно-энергетич. распределения нейтронов при малых энергиях, обусловленная неупругим рассеянием при З. н., относительно невелика и в большинстве задач несущественна.

Рассмотрим упругие ядерные столкновения нейтрона. При энергии нейтрона $E \gtrsim 1$ *эв* можно пренебречь тепловым движением и химич. связью атомов замедлителя, т. е. рассматривать их как свободные и покоящиеся. Кроме того, можно считать, что рассеяние нейтронов изотропно в системе центра масс нейтрон—ядро. Для рассматриваемой области энергий ($E \lesssim 1$ *Мэв*) это предположение выполняется с большой степенью точности (и тем точнее, чем меньше отношение радиуса ядра к длине дебройлевской волны падающего нейтрона). Тогда при однократном соударении нейтрон с равной вероятностью может передать ядру любую энергию в интервале от 0 до $4AE/(A+1)^2$ (A — массовое число атомов замедлителя, E — энергия нейтрона до соударения) и его средняя потеря энергии составит $2AE/(A+1)^2$. Таким образом, средняя потеря энергии нейтрона при упругом соударении пропорциональна его начальной энергии. Поэтому процесс З. н. удобно характеризовать не абсолютным, а относительным значением потери энергии, а энергию выражать в логарифмич. шкале. Основной величиной, характеризующей процесс З. н., является среднелогарифмическая (усредненная по углам рассеяния нейтрона) потеря энергии нейтрона при одном упругом соударении:

$$\xi = \ln(E/E') = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A}\ln\frac{A-1}{A+1}, \qquad (1)$$

где E и E' — энергии нейтрона до и после соударения (для среды с неоднородным составом ξ является соответствующим образом усредненной — по концентрациям и сечениям рассеяния для различных ядер — величиной). ξ монотонно уменьшается с увеличением A; для водорода $\xi = 1$, для тяжелых замедлителей $\xi = 2/A$. Следовательно, чем легче ядро, тем больше потеря энергии нейтрона при соударении с ним и тем меньшее число соударений m требуется в среднем испытать нейтрону для замедления от начальной энергии E_0 до нек-рой заданной энергии E:

$$m = (1/\xi)\ln(E_0/E). \qquad (2)$$

Это среднее число соударений велико почти во всех практически интересных случаях З. н. (обычно от

$E_0 \sim 1$ *Мэв* до тепловой энергии $E \approx 0{,}025$ *эв*). Значения ξ и m для различных замедлителей приведены в статье *Замедлители нейтронов*. Величина $u = \ln(E_0/E)$ наз. летаргией нейтронов.

Вторым основным параметром З. н. является длина свободного пробега нейтронов по отношению к рассеянию ядрами замедлителя: $\lambda_s = 1/n\sigma_s$, где σ_s — поперечное сечение рассеяния, а n — число атомов замедлителя в 1 *см*^{3}. Величина $\Sigma_s = n\sigma_s$ наз. макроскопич. сечением рассеяния нейтронов. Для водорода λ_s сильно зависит от энергии нейтрона. В интервале от ~ 10 *Мэв* до ~ 50 *кэв* λ_s пропорциональна скорости нейтрона, ниже 50 *кэв* и до ~ 1 *эв* $\lambda_s \approx$ const; поэтому при замедлении быстрых нейтронов в водороде λ_s для нескольких первых соударений много больше, чем для последующих. Для других легких замедлителей $\lambda_s \approx$ const. Для тяжелых замедлителей зависимость λ_s от E нерегулярна, поскольку сечение рассеяния носит резонансный характер.

При изотропном рассеянии среднее расстояние, проходимое нейтроном между двумя последовательными соударениями, $r = \lambda_s$. Однако в лабораторной системе координат сферич. симметрия рассеяния нарушается (и притом тем сильнее, чем легче рассеивающее ядро) за счет преимущественного рассеяния вперед. В этом случае $\bar{r} = \lambda_s/(1-\overline{\cos\vartheta}) > \lambda_s$. Поэтому наряду с λ_s вводится еще один параметр рассеяния:

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1-\overline{\cos\vartheta}} = \frac{\lambda_s}{1-{}^2/_{3A}}, \qquad (3)$$

к-рый наз. длиной переноса, или транспортной длиной свободного пробега, и представляет собой среднее расстояние, проходимое нейтроном в первоначальном направлении. λ_{tr} существенна при анализе пространственного распределения нейтронов (см. ниже).

Захват нейтронов ядрами замедлителя не играет существенной роли в процессе З. н., т. к. сечения захвата для быстрых нейтронов ничтожно малы по сравнению с сечениями рассеяния. В хороших замедлителях захват становится заметным только при очень малых энергиях нейтронов, когда процесс замедления в основном уже закончился.

Энергетическое распределение замедляющихся нейтронов. Это распределение в частном случае бесконечного (практически достаточно больших размеров, когда утечкой нейтронов наружу можно пренебречь) однородного замедлителя и стационарного моноэнергетич. источника интенсивностью Q нейтронов с энергией E_0 в 1 *сек* выражается ф-лой:

$$N(E)dE = \frac{Q\lambda_s}{v\xi}\frac{dE}{E} \quad (E \leqslant E_0), \qquad (4)$$

где v — скорость нейтрона. Это распределение наз. спектром Ферми и является точным для водорода ($\xi = 1$). Для остальных замедлителей оно является асимптотическим, справедливым при $m = u/\xi \to \infty$, т. е. для очень больших чисел соударений. Следовательно, в тяжелых замедлителях (ξ мало) энергетич. распределение нейтронов становится близким к (4) при бо́льших энергиях E, чем в легких замедлителях. Величина ξ/λ_s, входящая в (4), наз. замедляющей способностью замедлителя. Как показали эксперименты, ф-ла (4) удовлетворительно описывает энергетич. распределение нейтронов в наиболее распространенных замедлителях в области энергий $E \gtrsim 1$ *эв* (рис. 1). Для практически важных задач этой ф-лой можно пользоваться почти всегда.

Если λ_s мало изменяется с энергией, то в тяжелом замедлителе средняя энергия нейтронов после достаточно большого числа соударений $\bar{E}(t)$ связана со временем замедления t соотношением

$$t = \int_{\bar{E}(t)}^{E_0} \frac{\lambda_s\, dE}{v\xi\, \bar{E}}, \qquad (5)$$

причем дисперсия энергетич. распределения мала:

$$\sigma = \frac{\overline{E^2(t)} - \bar{E}(t)^2}{\bar{E}(t)^2} \approx \frac{8}{3A} \qquad (5')$$

$\overline{E^2(t)}$ — средний квадрат энергии нейтронов в момент времени t), т. е. энергия нейтронов близка к средней. Эта особенность З. н. позволяет измерять энергию нейтронов по времени их замедления в тяжелых замедлителях (см. *Нейтронная спектроскопия*). Время З. н. даже в самых тяжелых замедлителях мало. Напр., в свинце при $\bar{E}(t) = 1$ *эв* и $E_0 \gg \bar{E}(t)$, $t = 4 \cdot 10^{-4}$ *сек*.

Эффект поглощения нейтронов, к-рый может быть существенным для тяжелых и средних ядер, тем больше, чем меньше энергия нейтрона. Учет поглощения приводит к тому, что спектр нейтронов становится более «жестким», чем чистый спектр Ферми. В ту же сторону действует и эффект утечки нейтрона наружу, который сказывается, если размеры замедлителя сравнимы с длиной замедления нейтронов (см. ниже).

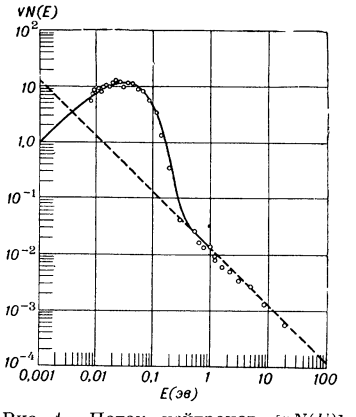


Рис. 1. Поток нейтронов [$vN(E)$] в безразмерных единицах в зависимости от энергии E в воде при 98° С. Кружки — экспериментальные точки; пунктир — расчет по ф-ле (4). Ниже $\sim 0{,}3$ *эв* сказывается тепловое движение и химич. связь атомов замедлителя (область термализации нейтронов).

В области очень малых энергий ($E < 1$ *эв*) на энергетич. распределение нейтронов существенно влияют химич. связь и тепловое движение атомов среды. Эти эффекты приводят к тому, что скорость З. н. снижается и распределение нейтронов стремится к равновесному. В отсутствие поглощения и утечки равновесным является максвелловское распределение с темп-рой, равной темп-ре среды. Процесс З. н. в этой области энергий наз. *термализацией нейтронов* (рис. 1, область ниже 0,3 *эв*).

Пространственное распределение замедляющихся нейтронов. Для нахождения пространственного распределения замедляющихся нейтронов также пользуются приближенными методами. Самым распространенным приближением является т. н. возрастное приближение (от понятия «возраста» нейтронов, см. ниже), в котором предполагается, что в процессе замедления нейтрон теряет свою энергию непрерывно. Это равноценно замене реальной ступенчатой кривой потерь энергии (рис. 2) условной плавной кривой. Возрастное приближение справедливо, если число соударений велико (ξ мало) и длина свободного пробега нейтрона слабо зависит от

Рис. 2. Изменение энергии нейтрона ($\ln E$) во времени в процессе замедления.

энергии. При этих условиях кинетич. ур-ние может быть заменено дифференциальным ур-нием диффузионного типа. Ур-ние принимает особенно простой вид, если вместо переменной E или $\varepsilon = \ln E$ ввести новую переменную:

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{\lambda_s \lambda_{tr}}{3\xi} \frac{dE'}{E'} = \int_\varepsilon^{\varepsilon_0} \frac{\lambda_s \lambda_{tr}}{3\xi} d\varepsilon' \qquad (6)$$

и вместо $N(\boldsymbol{r}, E)$ или $N(\boldsymbol{r}, \varepsilon)$ — новую ф-цию распределения:

$$q(\boldsymbol{r}, \tau) = \frac{v\xi}{\lambda_s} N(\boldsymbol{r}, \varepsilon). \qquad (7)$$

Если λ_s не зависит от энергии и A велико, то $\lambda_{tr} \approx \lambda_s$ и

$$\tau \approx \frac{\lambda_s^2}{3\xi} \ln (E_0/E) = \frac{\lambda_s^2}{3} m. \qquad (6')$$

Величина τ связана с временем З. н. t

$$\tau = \int \frac{v\lambda_{tr}}{3} dt = \int D dt \qquad (6'')$$

(D — коэфф. диффузии) и наз. «возрастом» нейтронов.

Ф-ция $q(\boldsymbol{r}, \tau)$, равная [согласно (7)] произведению $N(\boldsymbol{r}, \varepsilon)$ — числа нейтронов в единичном объеме и единичном интервале энергии ε, на $\xi v/\lambda_s$ — скорость изменения ε, имеет смысл плотности «потока нейтронов вдоль оси ε» и наз. плотностью З. н. Плотность замедления представляет собой число нейтронов в 1 $см^3$ замедлителя, к-рые в процессе замедления пересекают за 1 *сек* значение энергии ε.

В этих переменных возрастное ур-ние для замедляющихся нейтронов (в стационарном случае, при отсутствии поглощения) имеет вид

$$\Delta q(\boldsymbol{r}, \tau) - \frac{\partial q(\boldsymbol{r}, \tau)}{\partial \tau} = 0. \qquad (8)$$

Ур-ние (8) математически эквивалентно ур-нию теплопроводности. Решение этого ур-ния зависит от граничных и начальных условий. Напр., для точечного источника моноэнергетич. нейтронов в бесконечном однородном замедлителе

$$q(r, \tau) = \frac{Q_0}{(4\pi\tau)^{3/2}} \exp(-r^2/4\tau), \qquad (9)$$

где Q_0 — число нейтронов с энергией E_0, испускаемых источником в 1 *сек*, а r — расстояние до источника.

На рис. 3 приведены кривые $q(r)$ для двух значений τ. С увеличением возраста (уменьшением энергии нейтрона) кривые распределения нейтронов вокруг источника ($r = 0$) становятся все более низкими и широкими. Средний квадрат расстояния, на к-рое уходит нейтрон от источника при замедлении до энергии E, согласно (6), оказывается равным

Рис. 3. Зависимость плотности замедления q от r для двух значений τ (τ_1 мало, E_1 велико; τ_2 велико, E_2 мало).

$$\bar{R}^2 = 6\tau. \qquad (10)$$

Величина $M(E_0) = \sqrt{\tau}$ при замедлении до тепловой энергии наз. длиной замедления нейтронов и является важным параметром замедления. Чем меньше $M(E_0)$, тем быстрее замедляются нейтроны, т. е. тем меньший объем вещества необходим для эффективного З. н. Значения $M^2(E_f)$, где $E_f \approx 1{,}5$ *Мэв* — средняя энергия нейтронов деления U тепловыми нейтронами, приведены в ст. *Замедлители нейтронов*.

При определении замедляющих свойств среды, содержащих ядра среднего и тяжелого веса, необходимо учитывать эффект неупругого рассеяния, вызывающий резкую потерю энергии для нейтронов 10^5—10^6 *эв*. В результате длина замедления и возраст нейтронов уменьшаются по сравнению с величиной, определяемой ф-лой (6).

Ур-ние (8) и, в частности, ф-ла (9) несправедливы при наличии поглощения нейтронов в замедлителе (его можно учесть, добавив к левой части ур-ния (8) член вида $-3q/\lambda_c\lambda_{tr}$, где λ_c — длина свободного пробега нейтронов по отношению к захвату). Кроме того, ур-ние (8) неприменимо, когда изменение q на расстояниях порядка λ_{tr} сравнимо или больше самого q ($\lambda_{tr} |\operatorname{grad} q| \geqslant q$), т. е. вблизи границы замедлителя и на очень больших расстояниях от источника. Наконец, возрастное ур-ние является слишком грубым приближением в случае очень легких (особенно водородосодержащих) замедлителей. В этих случаях необходимо решать кинетич. ур-ние для функции распределения нейтронов.

Применение замедления нейтронов. З. н. является способом трансформации быстрых нейтронов от источников в тепловые, с помощью к-рых осуществляется управляемая цепная ядерная реакция деления в ядерных реакторах (см. *Ядерные реакторы*). Оно используется также в нек-рых нейтронных детекторах, чувствительных к тепловым нейтронам, для регистрации быстрых нейтронов.

Рассеяние медленных нейтронов, для к-рых длина волны де Бройля нейтрона сравнима с расстоянием между атомами рассеивателя, носит дифракционный характер и является эффективным способом изучения структуры вещества и его магнитных свойств (см. *Дифракция нейтронов*). Энергия медленных нейтронов может быть измерена с достаточно высоким разрешением (см. *Нейтронная спектроскопия*), что облегчает изучение резонансного рассеяния и поглощения нейтронов атомными ядрами.

В нек-рых случаях З. н. является вредным эффектом. Так, напр., нельзя осуществить цепную реакцию деления нейтронами ядер U^{238} и Th^{232}, т. к. деление этих ядер возможно только быстрыми нейтронами (с $E > 1$ *Мэв*), а благодаря З. н. значит. часть нейтронов в блоках U и Th замедляется до меньших энергий и не вызывает деления.

Лит.: 1) Галанин А. Д., Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах, М., 1957, ч. 1, гл. 1; 2) Ахиезер А. И. и Померанчук И. Я., Некоторые вопросы теории ядра, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. IV; 3) Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, пер. с англ., т. 2, М., 1955, ч. 7; 4) Глесстон С. и Эдлунд М., Основы теории ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1954, гл. 6; 5) Дэвисон Б., Теория переноса нейтронов, пер. с англ., М., 1960, ч. 4; 6) Marshak R., «Rev. Modern Phys.», 1947, v. 19, p. 185.

М. В. Казарновский.

ЗАМЕДЛИТЕЛИ НЕЙТРОНОВ — материальные среды, используемые для замедления нейтронов в ядерных реакторах, а также в специальных лабораторных установках. Применение З. н. в реакторах определяется тем, что благодаря росту сечений деления с уменьшением энергии нейтронов удается достигать существенной экономии в критич. массе. Качества среды как З. н. определяются величинами, относящимися к элементарному акту ядерного взаимодействия: потерей энергии нейтроном при одном (упругом) соударении с ядром, характеризуемой средним значением $\xi = \ln \frac{E}{E'}$ (E и E' — энергия нейтрона до и после соударения соответственно), средней длиной пробега до захвата $\lambda_c = \lambda_c(E)$ и до рассеяния $\lambda_s = \lambda_s(E)$, а также транспортной длиной $\lambda_{tr} = \lambda_{tr}(E)$ (см. *Диффузия нейтронов*). Обычно для лучшей однозначности в качестве параметров, характеризующих З. н., применяются нек-рые комбинации этих элементарных величин. Одним из таких параметров является

замедляющая способность ξ/λ_s, к-рая, как нетрудно видеть, характеризует потери энергии нейтроном на единице длины пути. Наиболее важным параметром, с точки зрения определения эффективности З. н., является коэфф. замедления $\xi\lambda_c^t/\lambda_s$ (λ_c^t относится к тепловым нейтронам), к-рый учитывает интенсивность поглощения замедлившихся нейтронов ($1/\lambda_c^t$ — вероятность поглощения теплового нейтрона на единице длины пути). Вероятность поглощения замедляющихся нейтронов при этом не принимается во внимание, поскольку для обычных З. н. она составляет ничтожную величину. Чем выше коэфф. замедления, тем лучше качество З. н.

При вычислении нейтронных распределений в различных средах (см. *Замедление нейтронов*) обычно пользуются т. н. макроскопич. параметрами З. н. — возрастом нейтронов τ (величину $\sqrt{\tau}$ часто наз. длиной замедления), и длиной диффузии тепловых нейтронов L. Величина τ равна $^1/_6$ среднего квадрата расстояния, на к-рое удаляется нейтрон за время своего замедления от энергии E_0 до E_k. Связь τ с элементарными константами ядерного взаимодействия выражается след. образом:

$$\tau(E_0,E_k)=\int\limits_{E_k}^{E_0}\frac{\lambda_s\lambda_{tr}}{3\xi}\frac{dE}{E}$$

или, если λ_s и λ_{tr} можно считать постоянными:

$$\tau=\frac{\lambda_s\lambda_{tr}}{3\xi}\ln\frac{E_0}{E_k}.$$

Если E_k равна энергии тепловых нейтронов, величина τ наз. возрастом тепловых нейтронов. Величина L^2 равна $^1/_6$ среднего квадрата расстояния, на которое смещается тепловой нейтрон в процессе диффузии (до поглощения). Иногда также пользуются понятием площади миграции $M^2=\tau(E_0,E_k)+L^2$, к-рая характеризует расстояние между точками образования нейтрона (с энергией E_0) и его поглощения (при тепловой энергии).

В табл. приведены значения основных параметров для наиболее часто употребляемых в ядерных реакторах З. н., отнесенные к соответствующей области энергии нейтронов (от энергии нейтронов деления порядка 1—2 *Мэв* до тепловой энергии). Величина λ_s, входящая в ξ/λ_s и $\xi\lambda_c/\lambda_s$, слабо зависит от энергии и может считаться постоянной в диапазоне нейтронного спектра в реакторе.

Замедлители нейтрона	ξ/λ_s ($см^{-1}$)	$\xi\lambda_c/\lambda_s$	τ ($см^2$)	L (см)
H_2O (вода)	0,68	61	31	2,72
D_2O (тяжелая вода)	2,88	4700	125	159
Be	1,35	124	86	21
C (графит)	2,54	173	313	58

При выборе З. н. для использования в ядерных реакторах или других установках учитываются и другие свойства вещества, в т. ч. физико-механич. свойства, технологичность, степень доступности, а также стойкость в поле ядерного излучения.

Лит. см. при ст. *Замедление нейтронов*.

О. Д. Казачковский.

ЗАМЕЩЕНИЕ (в метрологии) — метод измерения, при к-ром измеряемая величина заменяется в измерит. установке равновеликой ей известной величиной, причем при такой замене никаких изменений в состоянии и действии измерит. установки не происходит. З. — один из самых надежных приемов исключения постоянных *погрешностей*. Напр., при взвешивании методом З. взвешиваемый груз уравновешивают нек-рой тарой, а затем замещают его на той же чашке гирями, вес к-рых дает вес груза, свободный от погрешности, вызываемой неравноплечностью весов. Метод З. широко применяется также при определении плотности *ареометрами* постоянного объема, определении электрич. сопротивления, емкости, индуктивности и мн. др. величин.

П. Н. Агалецкий.

ЗАМЕЩЕНИЯ РАСТВОРЫ — см. *Твердые растворы*.

ЗАМИРАНИЯ — нерегулярные изменения напряженности поля принимаемой радиостанции, обусловленные случайными колебаниями электрических и высотных параметров *ионосферы* и *тропосферы*. З. могут быть обусловлены *интерференцией радиоволн*, приходящих в место приема по разным траекториям (интерференционные З.). Высота, концентрация электронов (диэлектрич. проницаемость) и др. параметры ионосферы подвержены случайным изменениям, что обусловливает изменение разности фаз интерферирующих волн и, следовательно, колебания напряженности поля в точке приема. В диапазоне средних и длинных волн З. могут происходить как вследствие интерференции земной и ионосферной волн, так и волн, распространяющихся по различным путям в ионосфере. Неоднородности ионосферы вызывают частичное диффузное отражение радиоволн, что создает дополнительные благоприятные условия для интерференции волн в месте приема.

Под действием магнитного поля Земли электромагнитные волны, распространяясь в ионизованной среде, могут быть эллиптически поляризованы. Поляризационное З. обусловлено изменением пространственного положения большой оси эллипса поляризации, вследствие флуктуационных изменений концентрации электронов вдоль пути распространения волны, а также вследствие сдвига фаз эллиптически поляризованных «обыкновенных» и «необыкновенных» волн, вызванного различием их фазовых скоростей и длин траекторий (см. *Ионосфера*, *Распространение радиоволн*). При приеме, напр., на вертикальную антенну интенсивность сигнала будет меняться при изменении угла наклона оси эллипса с вертикалью. Случайные изменения концентрации ионов в ионосфере и метеорологич. условий в тропосфере обусловливают флуктуации диэлектрич. проницаемости и турбулентности и, следовательно, образование меняющихся во времени неоднородностей (см. *Флуктуации*). Рассеяние УКВ в такой неоднородной среде, а при дифракционном распространении дециметровых и сантиметровых волн, также и явление интерференции с волнами, отраженными от земной поверхности, приводит к колебаниям уровня принимаемых сигналов.

З. как нерегулярные явления могут анализироваться статистич. методами и описываться статистич. характеристиками: законом распределения амплитуд, временны́ми характеристиками и характеристиками взаимной корреляции (см. табл.). Интерференционные и поляризационные З. наз. быстрыми. Медленными З. часто наз. нерегулярные изменения условий распространения радиоволн, вызываемые, напр., колебаниями поглощения в ионосфере, или метеорологич. условий в тропосфере ото дня ко дню.

Для борьбы с З. применяется одновременный прием сигнала на две и более антенны, удаленные на такое расстояние друг от друга, при к-ром З. при-

Статистические характеристики замирания, определенные экспериментально

Средние временные характеристики: 1) число З. в *мин* N; 2) время корреляции τ (определяется по автокорреляционной ф-ции); 3) коэфф. корреляции ρ.

Средние характеристики взаимной корреляции: 1) коэфф. взаимной корреляции при пространственном разнесении антенны $r_{пр}$; 2) то же при поляризационном разнесении антенн (антенны взаимно-перпендикулярны) $r_{пол}$; 3) то же при частотном разнесении антенн $r_{ч}$.

Характер распространения радиоволн	Закон распределения амплитуд напряженности поля	Средние временные характеристики	Средние характеристики взаимной корреляции
1) Отражение коротких волн от ионосферы (3 — 30 *Мгц*)	За интервал 5—15 *мин* наиболее часто наблюдается логарифмически-нормальный: $P(F)=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-1/2\left(\frac{F-F_{мед}}{\sigma}\right)^2}$ Здесь $P(F)$ — плотность вероятности; $F=20\lg E$ (E в *мкв/м*); σ — среднеквадратичное отклонение F в *дб*; $F_{мед}=20\lg E$ — медианное значение *F	а) При длине трассы $D\approx 1500$ *км* $N\approx 10$ б) При $D\approx 6000$ *км* $N\approx 40$ в) τ заключено в пределах от 4,5 до 1,5 *сек* (при ρ = 0,5—0,7)	$r_{пр}\approx 0{,}4$ при $d/\lambda = 10$ (d — расстояние между антеннами, λ — длина волны)
2) Рассеяние метровых волн в ионосфере (30—60 *Мгц*)	Близок к распределению Рэлея: $P(E)=1{,}38\,(E/E_{мед})\cdot e^{-0{,}693\,(E/E_{мед})^2}$	а) В умеренных широтах $N\approx 12$—300 б) В полярных широтах при отражениях от областей полярных сияний $N\approx 1800$	а) Перпендикулярно направлению трассы: $r_{пр}\approx 0{,}4$ при $d/\lambda=5$; по направлению трассы: $r_{пр}\approx 0{,}4$ при $d/\lambda\approx 60$ б) $r_{ч}\approx 0{,}6$ — 0,5 при частотном разнесении 6—7 *кгц*
3) Рассеяние дециметровых и сантиметровых волн в тропосфере	То же	а) На частоте 417 *Мгц* $N\approx 6$ б) На частоте 2290 *Мгц* $N\approx 50$	а) При разнесении на 100 λ или более сигналы слабо коррелированы б) При частотном разнесении на 2—4 *Мгц* и рабочей частоте 2300 *Мгц* $r_{ч}=0{,}4$ и 0,1 соответственно
4) Дифракционное распространение дециметровых и сантиметровых волн	Законы распределения глубины замираний и др. характеристики зависят от протяженности трассы, длины волны, рельефа местности, статистических неоднородностей нижних слоев тропосферы и высот поднятия антенн. В каждом конкретном случае применяются соответствующие расчетные формулы [6].		

* Медианным значением случайной ф-ции времени f наз. ее значение $f_{мед}$, удовлетворяющее условию: в течение 50% рассматриваемого интервала времени $f<f_{мед}$, а в течение остальной части $f>f_{мед}$.

нимаемых ими сигналов практически уже не коррелированы. Кроме пространственного, возможно частотное «разнесение» при одновременном приеме двух частот, излучаемых передающим устройством, для к-рых З. практически протекают независимо. Применяется также повторение передачи сигнала через промежутки времени, превышающие время корреляции.

Лит.: 1) Щукин А. Н., Распространение радиоволн, М., 1940; 2) Долуханов М. П., Распространение радиоволн, 2 изд., М., 1960; 3) Radio transmission by ionospheric and tropospheric scatter. A report of the joint technical committee. JTAC, «Proc. I. R. E.», 1960, v. 48, №1; 4) Grisdale G. L., Morris J. G., Palmer M. A., Fading of long-distance radio singnals and a comparison of space- and polarization-diversity reception in the 6—18 Mc/s range. «Proc. I.E.E.», 1957, pt B., v. 104, № 13; 5) Левин Б. Р., Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике, 2 изд., М., 1960; 6) Аренберг А. Г., Распространение дециметровых и сантиметровых радиоволн в тропосфере, М., 1957.

Н. Н. Шумская, Е. Н. Коноплева.

ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ НЕЙТРОНЫ — нейтроны, появляющиеся спустя некоторое время (до нескольких минут) после деления ядер. Количество З. н. различно для разных ядер и составляет обычно меньше 1% от полного количества нейтронов, испускаемых при делении. Механизм испускания З. н. связан с β-распадом осколков деления, к-рые сильно перегружены нейтронами и прежде, чем превратиться в стабильные ядра, испытывают серию (цепочку) радиоактивных превращений. З. н. могут появляться в тех случаях, когда ядро после радиоактивного распада остается в возбужденном состоянии с энергией E, к-рая больше энергии связи нейтрона E_n. Это имеет место для ядер со сравнительно слабо связанными нейтронами, напр. для тех, у к-рых имеется по одному нейтрону сверх замкнутой оболочки (Kr^{87}, Xe^{137} и т. п.). Типичная схема возникновения З. н. приведена на рис.

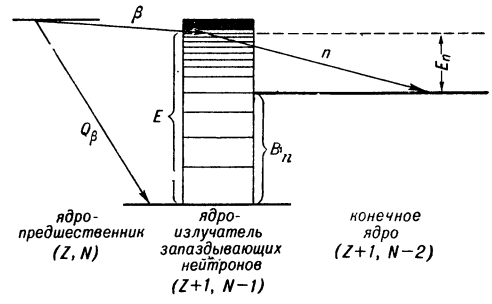


Схема испускания запаздывающих нейтронов: Q_β — максимальная энергия β-распада; E_n — энергия запаздывающих нейтронов.

Интенсивность испускания З. н. после деления спадает по экспоненциальному закону. Она определяется периодом полураспада предыдущего ядра (ядра — предшественника), напр. периодом полураспада Br^{87} и J^{137} в случае испускания нейтронов ядрами Kr^{87} и Xe^{137} соответственно. Энергия З. н. ниже средней энергии нейтронов деления и составляет несколько сот *кэв*.

Таблица 1.

Делящийся изотоп	U^{235}	U^{238}	Pu^{239}	U^{233}	Th^{232}
Выход запаздывающих нейтронов на деление	0,0158	0,0412	0,0061	0,0066	0,0496

З. н. играют важную роль в кинетике ядерных реакторов (см. *Временной режим реактора*), существенно облегчая условия их регулирования. В табл. 1 приведены выходы З. н. на деление для различных изотопов, в табл. 2 — абсолютный выход в % различных групп З. н. для случая деления U^{235} медленными нейтронами; происхождение этих групп обусловлено природой образующихся при делении осколков.

Таблица 2.

Группа запаздывающих нейтронов	Время уменьшения интенсивности испускания запаздывающих нейтронов в 2 раза (в *сек*)	Выход (в %)
1	55,7	0,052
2	22,72	0,346
3	6,22	0,310
4	2,30	0,624
5	0,610	0,182
6	0,230	0,066

Другие излучатели З. н. — ядра N^{17} (период полураспада 4,14 *сек*).

Лит.: 1) Кипин Г., Запаздывающие нейтроны, в кн.: Успехи в области ядерной энергии, пер. с англ., М., 1958; 2) Глесстон С. и Эдлунд М., Основы теории ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1954. *М. И. Певзнер.*

ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ — частные решения ур-ний для потенциалов полей — *волновых уравнений*, удовлетворяющие принципу причинности, т. е. дающие в данной точке потенциалы, к-рые отражают изменения, имевшие место в источнике поля, только спустя время, необходимое для распространения соответствующего поля с конечной скоростью.

Напр., волновое ур-ние для скалярного потенциала электромагнитного поля φ в вакууме

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho, \qquad (1)$$

где ρ — плотность заряда, c — скорость распространения электромагнитного поля, имеет решение (не единственное возможное, см. ниже):

$$\varphi(\boldsymbol{r}, t) = \int \frac{[\rho]}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\,dV'. \qquad (2)$$

Здесь квадратные скобки [] обозначают, что стоящую в них величину следует брать в момент времени $t - |\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/c$, где

$$|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'| = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2};$$

$dV' = dx'\,dy'\,dz'$. Т. о., потенциал в точке наблюдения $\boldsymbol{r}$ в момент времени t определяется значением элемента заряда источника (расположенного в точке $\boldsymbol{r}'$) в предшествующий момент $t - |\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/c$, где $|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/c$ — время, требующееся для распространения электромагнитных волн от источника к месту наблюдения.

Однако волновому ур-нию удовлетворяют и т. н. опережающие потенциалы, к-рые отличаются от З. п. (2) только тем, что значения ρ берутся в последующий момент $t + |\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/c$.

Опережающие потенциалы противоречат принципу причинности, т. к. определяют поле по будущим изменениям источников. Имеются математич. критерии, исключающие такие решения.

Общая форма З. п. получается как решение ур-ния (1), удовлетворяющее начальным условиям

$$\varphi(\boldsymbol{r}, 0) = 0; \quad \frac{\partial\varphi(\boldsymbol{r}, t)}{\partial t}\Big|_{t=0} = 0 \qquad (3)$$

для ф-ций φ с интегрируемым квадратом:

$$\int_V \varphi^2 dV < \infty.$$

Для монохроматически меняющихся полей $\varphi(\boldsymbol{r}, t) = e^{-i\omega t}\varphi(\boldsymbol{r})$. З. п. получаются как решения волновых ур-ний, к-рые удовлетворяют т. н. условию излучения:

$$\lim_{r\to\infty} r\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r} - ik\varphi\right) = 0; \quad k = \omega/c, \qquad (4)$$

что означает отбор только расходящихся от источника (и отбрасывание сходящихся) сферич. волн.

Аналогично можно получить выражение для запаздывающего вектор-потенциала $\boldsymbol{A}$:

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}, t) = \frac{1}{c}\int_{V'} \frac{[\boldsymbol{j}]}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\,dV', \qquad (5)$$

где $\boldsymbol{j}$ — плотность тока. В среде с диэлектрич. ε и магнитной проницаемостью μ выражения для $\Phi(\boldsymbol{r}, t)$ и $\mathbf{A}(\boldsymbol{r}, t)$ делятся соответственно на ε и μ, а $t - |\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/c$ заменяется на $t - \sqrt{\varepsilon\mu}\,|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/c$, где $c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ — скорость распространения электромагнитных волн в среде.

Для точечного произвольно движущегося со скоростью $\boldsymbol{v}(t')$ заряда З. п. выражаются т. н. потенциалами Лиенара — Вихерта:

$$\varphi = \frac{e}{(R - \boldsymbol{v}\boldsymbol{R}\,c)}; \quad \boldsymbol{A} = \frac{e\boldsymbol{v}}{c\,(R - \boldsymbol{v}\boldsymbol{R}/c)}, \qquad (6)$$

где все величины в правых частях (6) должны быть взяты в момент $t' = t - R(t')/c$; $\boldsymbol{R}$ — радиус-вектор, проведенный из точки нахождения заряда в точку наблюдения.

В четырехмерной (релятивистски инвариантной) форме З. п. получается с помощью *Грина функции* ур-ния (1) $D^{ret}(x-y)$, являющейся решением этого ур-ния с единичным точечным источником в правой части $4\pi\rho = \delta(x-y)$, где $(x_1, x_2, x_3) = \boldsymbol{r}$, $x_0 = ct$; $(y_1, y_2, y_3) = \boldsymbol{r}'$, $y_0 = ct'$; $\delta(x-y) = \delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')\delta(ct-ct')$. Это решение должно удовлетворять условию $D^{ret} = 0$ при $x_0 < y_0$.

$$\varphi(x) = \int D^{ret}(x-y)\,\rho(y)\,d^4y. \qquad (7)$$

Согласно (2), можно считать $D^{ret}(x-y) = \frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\times$ $\times\,\delta(t-t' - |\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/c)$. Можно записать $D^{ret}(x-y)$ в виде четырехмерного интеграла Фурье:

$$D^{ret}(x-y) = -\frac{1}{(2\pi)^4}\int \frac{e^{ik(x-y)}}{k^2 + i\varepsilon k_0}\,d^4k, \qquad (8)$$

где $kx = k_0 x_0 - \boldsymbol{k}\boldsymbol{r}$, $k^2 = k_0^2 - \boldsymbol{k}^2$, $\varepsilon > 0$, и после интегрирования следует положить $\varepsilon = 0$. Опережающий потенциал $D^{adv}(x-y)$ получается при изменении знака ε.

В квантовой теории волновых полей концепция З. п. переносится на операторы потенциалов полей φ, $\boldsymbol{A}$ и также выступает в форме соотношения (7).

Лит.: 1) Власов А. А., Макроскопическая электродинамика, М., 1955, гл. VII; 2) Стрэттон Д. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М.—Л., 1948, с. 378, 428; 3) Боголюбов Н. Н. и Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М.—Л., 1957, с. 101.

ЗАПАС ПРОЧНОСТИ — характеристика состояния сооружения или его элемента в отношении сопротивления их разрушению. Численное значение З. п. определяется коэфф. З. п. В зависимости от метода расчета различают:

1) Коэфф. З. п. по напряжению — величина, определяемая отношением *предела прочности* или *предела текучести* к *эквивалентному напряжению* в наиболее опасной точке детали. Подсчитанный т. о. коэфф. З. п. носит условный характер, т. к. он связан с методом определения эквивалентного напряжения в опасной точке. Выбор в качестве предельного напряжения предела прочности или текучести материала зависит от его свойств — от хрупкости или пластичности, от типа напряженного состояния и характера нагружения детали. В соответствии со сделанным выбором получают коэфф. З. п. по пределу прочности или коэфф. З. п. по пределу текучести.

2) Коэфф. З. п. по предельным нагрузкам — отношение предельного усилия, при к-ром несущая способность детали (или сооружения) исчерпывается, к фактически действующей нагрузке. Коэфф. З. п. по предельным нагрузкам точнее отражает действительное состояние сооружения, однако расчетное определение его, как правило, более трудоемко.

Безопасность работы конструкции обеспечивается выбором надлежащего коэфф. З. п. При этом, основываясь на практич. опыте конструирования и данных экспериментальных исследований прочности, учитываются: а) характер действующих усилий и напряжений (статические, переменные, ударные и т. п.); б) достоверность определения усилий и напряжений в конструкции; в) однородность строения и механич. свойств применяемых материалов; г) наличие концентрации напряжений; д) особые требования безопасности. Величина коэфф. З. п. колеблется в зависимости от перечисленных факторов от 1,3 до 6 и выше. Нижние значения принимаются для деталей, изготовляемых из высококачественных материалов при высоком уровне технологии и необходимости снижения веса конструкции.

Лит.: 1) Пономарев С. Д. [и др.], Расчеты на прочность в машиностроении, т. 1, М., 1956, гл. 6; 2) Серенсен С. В. [и др.], Несущая способность и расчеты деталей машин на прочность, М., 1954. *А. А. Лапин.*

ЗАПАС УСТОЙЧИВОСТИ — характеристика степени удаленности величины действующих на конструкцию нагрузок от их предельных, критических значений, при к-рых происходит потеря устойчивости и несущая способность конструкции исчерпывается (см. *Устойчивость упругих систем*). Численное значение З. у. выражается отношением критич. нагрузки к фактически действующей на конструкцию и наз. коэфф. З. у.

Выбор надлежащего коэфф. З. у. затруднен тем, что невозможно точно учесть ряд факторов, влияющих на величину критич. нагрузок. Напр., для наиболее полно изученного случая — потери устойчивости продольно сжатых стержней — такими факторами являются: нецентральность приложения нагрузки, начальная кривизна стержня и неоднородность материала. При расчете реальных условий работы конструкции влияние дополнит. факторов обычно компенсируют выбором поправочного коэфф. K, учитывающего вероятность наличия дефектов. Поэтому коэфф. З. у. следует брать в виде произведения основного выбранного коэфф. З. у. и поправочного коэфф. K. Для сжатых стержней с увеличением гибкости вероятность появления указанных дефектов увеличивается (рис. 1).

Рис. 1. Зависимость коэффициента вероятности наличия дефекта K от гибкости $\lambda = \mu l/i$ (μ — коэффициент приведения длины, l — длина стержня, i — минимальный радиус инерции сечения).

Примерные значения критич. напряжений, допускаемых напряжений и коэфф. З. у., имеющих место в практике для стержней из стали Ст3, приведены на рис. 2. Для металлич. и деревянных конструкций,

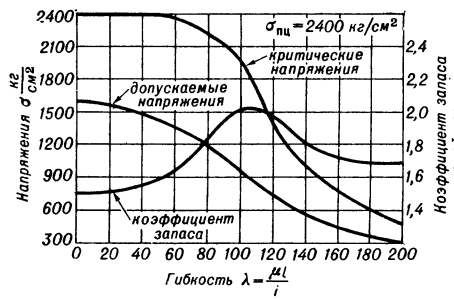


Рис. 2. Зависимость коэффициента запаса устойчивости от гибкости $\lambda = \mu l/i$; $\sigma_{пц}$ — предел пропорциональности.

работающих на продольный изгиб, значение коэфф. допускаемого напряжения на сжатие автоматически обеспечивает необходимое значение З. у., т. к. таблицы коэфф. понижения допускаемого напряжения составлены с учетом влияния вероятных дефектов. Менее исследованными, с точки зрения выбора надлежащего З. у., являются случаи потери устойчивости *пластинок* и *оболочек*.

Лит.: 1) Тимошенко С. П., Устойчивость упругих систем, пер. с англ., 2 изд., М., 1955; 2) Ржаницын А. Р., Статистический метод определения допускаемых напряжений при продольном изгибе, М., 1951; 3) Стрелецкий Н. С., Основы металлических конструкций, [2 изд.], М.—Л., 1940; 4) Пономарев С. Д. [и др.], Основы современных методов расчета на прочность в машиностроении, М., 1952. *А. А. Лапин*

ЗАПИСЬ ЗВУКА — см. *Звукозапись*.

ЗАПОМИНАЮЩАЯ ТРУБКА (потенциалоскоп) — электронолучевая трубка, служащая для хранения (запоминания) электрических сигналов (см. *Запоминающие устройства*) и для их преобразования в электрические же или световые сигналы.

Непременным элементом З. т., помимо одного или неск. электронных прожекторов и отклоняющей системы, формирующей и перемещающей пучки электронов (см. *Электроннолучевые приборы*), является накопительная мишень. Последняя представляет собой в большинстве трубок тонкий слой диэлектрика на сплошной или сетчатой проводящей подложке, наз. сигнальной пластиной СП (рис. 1). Такую мишень можно рассматривать как совокупность большого количества независимых элементарных конденсаторов, имеющих в качестве одной общей обкладки сигнальную пластину, а в качестве второй — участки поверхности диэлектрика, равные по площади сечению электронного пучка.

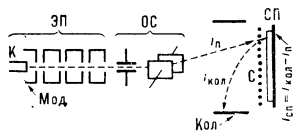


Рис. 1. ЭП — электронный прожектор; ОС — отклоняющая система; СП — сигнальная пластина; С — сетка; Кол — коллектор; Мод — модулятор; К — катод; $i_п$ — ток пучка; $i_{кол}$ — ток коллектора; $i_{сп}$ — ток сигнальной пластины.

Эквивалентная схема запоминающей трубки. Общий принцип работы большинства З. т. для преобразования электрич. сигналов в электрические же можно проиллюстрировать с помощью упрощенной эквивалентной схемы (рис. 2). Элементарные конденсаторы $C_{эi}$ соединены одной обкладкой с сигнальной пластиной. Вторые обкладки конденсаторов свободны и с помощью ключа K с внутренним сопротивлением R_i могут соединяться с землей

через сопротивление $R_ц$. Запоминаемый или преобразуемый входной сигнал (импульсный или непрерывный) подается на сигнальную пластину. Пусть, напр., входное напряжение $U_{вх}$ изменяется скачкообразно (рис. 3, *а*), причем одновременно с каждым его скачком ключ K переключается на след. конденсатор. При изменении потенциала сигнальной пластины $U_{сп}$ потенциалы свободных концов конденсаторов следуют за этими изменениями, за исключением конденсатора, соединенного в данный момент с K; его обкладка приобретает потенциал земли, и поэтому этот конденсатор заряжается до разности потенциалов, равной входному напряжению в этот момент. На рис. 3, *б* представлено изменение потенциала U_4 свободной обкладки $C_{э4}$ относительно земли. В течение первых трех тактов U_4 следует за $U_{вх}$; в четвертом такте, когда K соединяется с $C_{э4}$, последний заряжается до разности потенциалов, равной $U_{вх}$. Эта разность потенциалов сохраняется на конденсаторе и после ухода K с рассматриваемого элемента, несмотря на то что U_4 изменяется параллельно дальнейшему изменению потенциала сигнальной пластины, как показано в след. тактах (5—8). Т. о., на каждом конденсаторе можно накопить заряд, соответствующий значению входного сигнала в момент коммутации — соединения этого конденсатора с K. Этот процесс накопления зарядов наз. з а п и с ь ю входного сигнала.

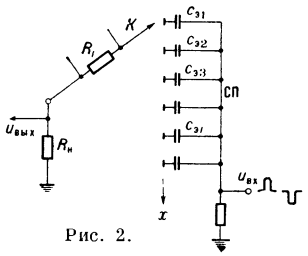


Рис. 2.

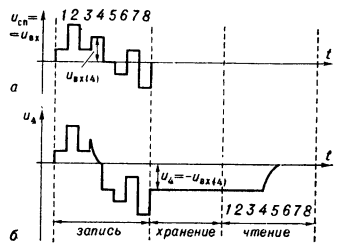


Рис. 3.

После окончания сигнала, когда сигнальная пластина снова приобретает потенциал земли, потенциалы свободных концов конденсаторов оказываются различными, пропорциональными накопленным зарядам. Распределение потенциалов на всей совокупности элементарных конденсаторов наз. п о т е н ц и а л ь н ы м р е л ь е ф о м. Разность потенциалов между обкладками конденсаторов, как видно из рис. 3, *б*, обратна по знаку и равна по величине соответствующим значениям входного напряжения. Заряды, накопленные на конденсаторах, могут сохраняться столько времени, сколько это необходимо по роду работы, но не дольше, чем это позволяют процессы утечки.

Когда возникает необходимость, производится обратное преобразование накопленных на отдельных конденсаторах зарядов в последовательные электрич. сигналы. Этот процесс наз. ч т е н и е м. Для его осуществления достаточно один за другим соединить с тем же ключом K отдельные конденсаторы без изменения потенциала сигнальной пластины. Импульсы тока разряда каждого конденсатора, пропорциональные накопленным зарядам, протекая через $R_н$, создают на нем напряжение выходного сигнала $U_{вых}$. На рис. 3, *б* показано изменение потенциала четвертого конденсатора во время его соединения с K при чтении. Скорость и последовательность коммутации отдельных конденсаторов при чтении могут отличаться от принятых при записи. Так, напр., быстро записанный высокочастотный сигнал может быть затем воспроизведен медленно с целью передачи его по узкополосному каналу связи. В запоминающих устройствах цифровых электронных вычислит. машин отдельные двоичные цифры могут записываться на отдельных конденсаторах и считываться с них в произвольном порядке.

Описанный режим записи может быть назван равновесным, т. к. независимо от величины и знака входного сигнала в процессе коммутации потенциал свободной обкладки конденсатора приводится к одному и тому же потенциалу — потенциалу земли. Возможен и другой режим, режим неравновесной записи, при к-ром входной сигнал управляет с к о р о с т ь ю з а р я д к и конденсаторов. Применительно к схеме рис. 2 входной сигнал должен управлять величиной внутреннего сопротивления ключа R_i, изменяя тем самым постоянную времени зарядки конденсаторов. Для осуществления такой записи на сигнальную пластину должен быть предварительно подан прямоугольный импульс напряжения, длящийся в течение всего времени записи. Благодаря этому свободные концы конденсаторов приобретают одинаковый потенциал, равный амплитуде поданного импульса и отличный от потенциала земли. При одинаковом времени коммутации всех конденсаторов, вследствие различного значения R_i, управляемого входным сигналом, коммутируемые обкладки в различной степени приблизятся к потенциалу земли, а на конденсаторах накопятся различные заряды. При таком способе могут записываться только однополярные сигналы. По окончании записи импульс напряжения с сигнальной пластины снимается, потенциалы всех свободных обкладок сдвигаются на одну и ту же величину — скачка потенциала сигнальной пластины после окончания импульса. Потенциальный рельеф по полярности оказывается противоположным полярности вспомогат. импульса. Чтение осуществляется разрядкой емкостей при коммутации, производящейся с постоянным значением R_i. Способ неравновесной записи позволяет суммировать приходящие сигналы в течение неск. циклов записи. Этим свойством З. т. можно воспользоваться для улучшения отношения величины периодич. сигнала к случайным помехам: накопление зарядов на любом конденсаторе за счет регулярных сигналов происходит при каждом из неск. циклов записи, тогда как накопление за счет случайных сигналов происходит нерегулярно. Поэтому отношение сигнала к помехам при чтении оказывается выше, чем при записи.

Естественно, что для записи непрерывного сигнала число элементарных конденсаторов должно быть очень велико. В реальных З. т. мишень представляет собой непрерывно распределенную емкость поверхности диэлектрич. слоя по отношению к сигнальной пластине; коммутирующим ключом K является электронный пучок.

И з м е н е н и е п о т е н ц и а л а м и ш е н и п о д д е й с т в и е м э л е к т р о н н о г о п у ч к а. Существенную роль в процессах зарядки и разрядки элементарных емкостей, перекрываемых электронным пучком, во всех З. т. играет явление *вторичной электронной эмиссии* с поверхности диэлектрика мишени. Элементы мишени заряжаются током, равным разности тока первичного пучка, облучающего мишень, и тока вторичных электронов, покидающих мишень. Если вторичный ток превышает первичный, то потенциал облучаемого элемента повышается, т. к. число покидающих мишень отрицат. зарядов превышает число приходящих; при обратном соотношении токов потенциал мишени понижается. Будет ли вторичный ток больше или меньше первичного, зависит от величины коэфф. вторичной эмиссии σ и от того, смогут ли вторичные электроны покинуть мишень

и попасть на коллектор Кол (рис. 1). Величина σ в свою очередь зависит от энергии электронов первичного пучка, а последняя определяется разностью потенциалов между облучаемым участком поверхности мишени и катодом электронного прожектора. Зависимость σ и пропорционального ему (при условии попадания на коллектор всех вторичных электронов и постоянства первичного тока) тока коллектора $i_{кол}$ от потенциала мишени $U_м$ относительно катода электронного прожектора представлена на рис. 4, *а*.

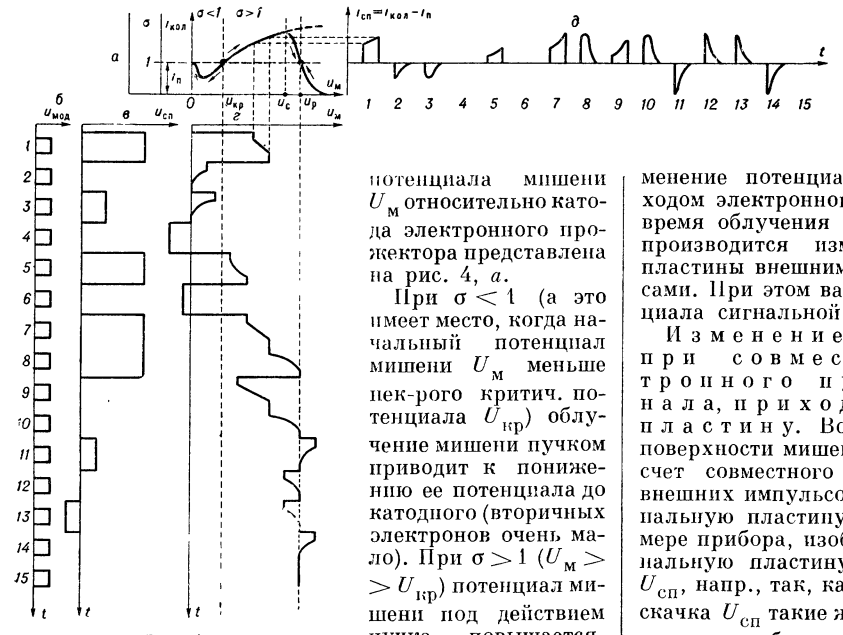


Рис. 4.

При $\sigma < 1$ (а это имеет место, когда начальный потенциал мишени $U_м$ меньше нек-рого критич. потенциала $U_{кр}$) облучение мишени пучком приводит к понижению ее потенциала до катодного (вторичных электронов очень мало). При $\sigma > 1$ ($U_м > U_{кр}$) потенциал мишени под действием пучка повышается. Направления изменения σ и $U_м$ по обе стороны от $U_{кр}$ показаны стрелками. $U_{кр}$ является, т. о., точкой неустойчивого потенциала.

Когда потенциал мишени оказывается выше потенциала электродов, расположенных вблизи нее (напр., коллектора или сетки С с потенциалом $U_с$, располагаемой перед мишенью; см. рис. 1), перед мишенью создается поле, тормозящее вторичные электроны и препятствующее их попаданию на коллектор. Ток коллектора $i_{кол}$ определяется в этом случае тормозящей разностью потенциалов и разбросом вторичных электронов по начальным энергиям и углам вылета. С увеличением тормозящего поля число вторичных электронов, достигающих коллектора, падает и зависимость $i_{кол}$ от $U_м$ при $U_м > U_с$ приобретает вид, изображенный на рис. 4, *а*. Вторичные электроны, энергия к-рых недостаточна для достижения коллектора, возвращаются обратно на мишень. Если при этом число вторичных электронов, уходящих на коллектор, превышает число электронов, вносимых на мишень первичным пучком, т. е. если $i_{кол} > i_п$, то потенциал мишени повышается до тех пор, пока не установится баланс токов $i_{кол} = i_п$. Если $i_{кол} < i_п$, $U_м$ понижается. Потенциал $U_р$, при к-ром обеспечивается равенство токов, является, т. о., равновесным потенциалом, к к-рому пучок приводит облучаемый участок мишени, как показано стрелками на рис. 4, *а*. Пока $i_{кол}$ отличается от $i_п$, под пучком происходит изменение потенциала поверхности мишени; элементарная емкость под пучком перезаряжается, и в цепи сигнальной пластины протекает зарядный ток, величина и направление к-рого определяются разностью первичного и вторичного токов в каждый момент времени. Ток коллектора при этом отличается по величине от тока пучка на величину, равную току сигнальной пластины.

Т. о., изменяя разность потенциалов между мишенью и катодом электронного прожектора или между мишенью и коллектором или сеткой, можно менять скорость и знак дальнейшего изменения потенциала облучаемого участка мишени под действием электронного пучка. Скорость изменения потенциала зависит также от плотности тока первичного пучка и удельной емкости накопит. слоя мишени относительно сигнальной пластины и др. электродов. Изменение потенциала мишени (не связанное с приходом электронного пучка) перед облучением или во время облучения соответствующей точки чаще всего производится изменением потенциала сигнальной пластины внешним сигналом или вспомогат. импульсами. При этом важно не абсолютное значение потенциала сигнальной пластины, а лишь его изменение.

Изменение потенциала мишени при совместном действии электронного пучка и внешнего сигнала, приходящего на сигнальную пластину. Возможности изменения потенциала поверхности мишени и накопления на ней зарядов за счет совместного действия электронного пучка и внешних импульсов напряжения, подаваемых на сигнальную пластину, иллюстрируются рис. 4 на примере прибора, изображенного на рис. 1. Если на сигнальную пластину подавать импульсы напряжения $U_{сп}$, напр., так, как показано на рис. 4, *в*, то в момент скачка $U_{сп}$ такие же изменения при запертом электронном пучке будет претерпевать и потенциал поверхности диэлектрика $U_м$. При отпирании пучка импульсами $U_{мод}$, подаваемыми на модулятор прожектора (рис. 4, *б*), потенциал облучаемой точки либо повышается, если $i_{кол} > i_п$, либо понижается, если $i_{кол} < i_п$. Изменения $U_м$ во времени при одновременном действии электронного облучения и различных внешних импульсов (или при их отсутствии) показаны на рис. 4, *г*. Из графиков видно, что по окончании действия очередного импульса облучения мишень может иметь различные потенциалы не только выше или ниже $U_{кр}$, но даже более отрицательные, чем катод. В соответствии с этими графиками на рис. 4, *д* приведены импульсы тока $i_{сп}$ в цепи сигнальной пластины, равные $i_{кол} - i_п$, сопровождающие различные комбинации импульсов $U_{сп}$ и $U_{мод}$.

Типы запоминающих трубок. Разобранные особенности изменения потенциала мишени и возникновения зарядных токов позволяют создавать З. т., работающие на различных принципах. Наиболее близко к механизму работы, рассмотренному на примере эквивалентной схемы (рис. 2), приближается З. т. с барьерной сеткой (рис. 1), мишень к-рой при облучении ее электронным пучком стремится принять равновесный потенциал $U_р$ (так же как потенциал, соединенной с ключом K обкладки конденсатора $C_э$, стремился принять потенциал земли). Барьерная сетка в этих трубках, располагаемая вплотную к мишени, не только определяет равновесный потенциал мишени, но и служит для ограничения зоны возврата на мишень тех вторичных электронов, к-рые не в состоянии преодолеть тормозящее поле и достигнуть коллектора. При отсутствии такой сетки эти электроны, возвращаясь в точки мишени, удаленные от точки вылета,

искажали бы запись на др. участках мишени. В режиме равновесной записи процессы в З. т. с барьерной сеткой принципиально ничем не отличаются от рассмотренных для рис. 2. Применительно к рис. 4 такты *11* и *13* можно рассматривать как запись сигналов $U_{вх} = U_{сп}$, такты *12* и *14* — как считывание этих сигналов. Импульсы тока на рис. 4, *д* являются выходными сигналами при записи (такты *11* и *13*) и чтении (*12* и *14*).

Режим равновесной записи характерен тем, что повторная запись сигналов (при отсутствии чтения) приводит не к суммированию потенциальных рельефов, а к установлению рельефа, соответствующего новой информации, вследствие того, что каждый раз элементарные емкости заряжаются до разности потенциалов, равной в момент коммутации $U_{сп}—U_{р}$. Это обеспечивает возможность перезаписи информации без предварительного стирания старой записи. Кроме того, поскольку любой процесс перезарядки мишени как в сторону увеличения, так и в направлении уменьшения глубины потенциального рельефа сопровождается протеканием выходного перезарядного тока в цепи сигнальной пластины или изменением тока коллектора, этой особенностью равновесной записи можно воспользоваться для выделения выходного сигнала, пропорционального разности входных в любых двух последовательных циклах развертки. Этим обстоятельством пользуются в тех случаях, когда существенны не сами сигналы, а лишь их изменения (напр., для уменьшения объема передаваемой информации с целью сужения полосы частот канала связи или в устройствах селекции движущихся целей в радиолокационных станциях).

Режим неравновесной записи (к-рый по схеме рис. 2 производится модуляцией внутр. сопротивления R_i ключа K) в трубках с барьерной сеткой осуществляется изменением тока электронного пучка с помощью подачи входного сигнала на модулятор прожектора.

В З. т. с барьерной сеткой в любой точке мишени может быть записан один из многих возможных уровней потенциала (запись сигналов с непрерывным амплитудным спектром). Если же отдельные участки мишени имеют начальный потенциал, лежащий ниже $U_{кр}(\sigma < 1)$, а другие выше $U_{кр}$ $(\sigma > 1)$, то под действием электронного пучка первые участки стремятся принять потенциал катода, вторые — равновесный потенциал $U_{р}$, как это показано стрелками на рис. 4, *а*, или в виде изменения $U_{м}$ в *1*, *2*, *3*, *5* и *7—10* тактах рис. 4, *г*. На этой особенности основан режим б и с т а б и л ь н о й з а п и с и, применяемый в пек-рых трубках, при к-ром различные элементы мишени могут находиться лишь в одном из двух устойчивых состояний. При таком способе возможна запись только двух уровней: наличия и отсутствия сигнала. В трубках с бистабильной записью удобно облучать всю поверхность мишени дополнительным широким электронным потоком, на к-рый и возлагается функция поддержания одних участков мишени при потенциале катода источника этого облучения, других — при равновесном потенциале. Последний близок к потенциалу коллекторной сетки (располагаемой перед мишенью) $\approx 2U_{кр}$ относительно катода поддерживающего прожектора, потенциал к-рого примем за начало отсчета (рис. 5). Запись сигналов производится отдельным прожектором. Для ее осуществления необходимо предварительно провести операцию стирания предыдущей записи. Для этого на время стирания необходимо, напр., снизить потенциал коллекторной сетки до значения ниже $U_{кр}$, после чего поддерживающий поток приведет всю поверхность мишени к нулевому потенциалу. Катод записывающего прожектора поддерживается при значительном отрицат. потенциале, вследствие чего электроны записывающего пучка приходят на мишень с энергией, при к-рой $\sigma > 1$. Поэтому под действием записывающего пучка потенциал поверхности диэлектрика мишени повышается от нулевого потенциала до $U_{р} \approx U_{кс} \approx 2U_{кр}$. Таким образом, открывая и запирая входным сигналом пучок записи во время его развертки, можно записать соответствующий входному сигналу двухпотенциальный рельеф. Сочетание бистабильной записи с поддерживающим облучением находит применение в З. т. с видимым изображением типа мемотрон (см. ниже) и в З. т. для знаковой индикации (см. *Знакопечатающая трубка*, тайпотрон), где поддерживающий поток электронов применяется также для создания светового изображения потенциального рельефа на экране трубки. При необходимости получения не светового, а электрич. сигнала в трубку может быть введен третий электронный прожектор со своей отклоняющей системой (рис. 5). Этот прожектор либо создает пучок медленных электронов $(\sigma < 1)$, стремящийся понизить потенциал участков, заряженных до $U_{р}$, и не попадающий на участки с нулевым потенциалом (катод считывающего прожектора находится при более высоком потенциале, чем катод поддерживающего потока), либо формирует пучок быстрых электронов $(\sigma > 1)$, не меняющий потенциала участков, находящихся при $U_{р}$, но стремящийся зарядить положительно участки, находящиеся при нулевом потенциале. При любом из этих вариантов в цепи сигнальной пластины зарядный ток протекает лишь при обходе лучом участков, находящихся в одном из двух устойчивых состояний. Наличие или отсутствие зарядного тока и представляет собой выходной сигнал при считывании бистабильного рельефа. Изменения потенциала мишени при чтении восстанавливаются поддерживающим пучком, возвращающим соответственные участки к исходному устойчивому потенциалу. Особенности бистабильной записи, связанные с большой глубиной потенциального рельефа и наличием больших градиентов потенциала вдоль поверхности мишени на границах участков, находящихся при разных потенциалах, ограничивают скорость записи и разрешающую способность трубок относительно низкими значениями. Однако эти же особенности позволяют производить многократное считывание однажды записанной информации.

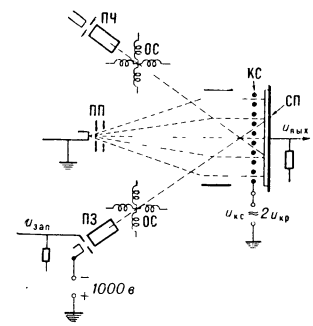


Рис. 5. ПЗ — прожектор записи; ПП — прожектор поддерживающего потока; ПЧ — прожектор чтения; ОС — отклоняющая система; КС — коллекторная сетка; СП — сигнальная пластина.

Многократное считывание без изменения потенциального рельефа может также производиться в З. т. с сетчатыми мишениями. В этих З. т. диэлектрик мишени наносится на прутки мелкоструктурной металлич. сетки. В одних З. т. с сетчатой мишенью запись, чтение и стирание производятся одним и тем же электронным пучком, в других — применяются два электронных прожектора, располагаемых по обе стороны мишени. В первых запись осуществляется при $\sigma < 1$, так что после записи потенциалы мишени оказываются отрицательнее катода (см. такты *3* и *4* на рис. 4). При чтении отрицат. потенциалы диэлектрика мишени управляют прохождением тока пучка через соответствующие ячейки сетки на расположен-

ный за ней коллектор, аналогично тому, как отрицательная управляющая сетка триода управляет его анодным током. Поскольку при этом электроны пучка не могут непосредственно попасть на отрицательно заряженный диэлектрик на прутках, стирания потенциального рельефа при чтении не происходит, благодаря чему и возможно многократное чтение. Для стирания записи нужна отдельная операция. Число возможных чтений ограничивается постепенным стиранием рельефа за счет засева мишени положит. ионами, возникающими при ионизации пучком остаточных газов в трубке.

В трубках с двумя прожекторами запись может производиться пучком быстрых электронов ($\sigma > 1$), катод же считывающего прожектора поддерживается при более высоком потенциале так, что записанный потенциальный рельеф оказывается отрицательнее катода считывающего прожектора. При этих условиях происходит такая же модуляция мишенью пучка чтения, что и в трубках 1-го типа.

Помимо описанных, существуют З. т., в к-рых, кроме явлений вторичной эмиссии, пользуются также свойством тонких пленок диэлектрика изменять свое сопротивление при возбуждении пучком электронов, энергия к-рых достаточна для проникновения через пленку (см. *Графекон*).

З а п о м и н а ю щ а я т р у б к а с в и д и м ы м и з о б р а ж е н и е м служит для преобразования электрич. сигналов в световые. Основным элементом, отличающим такую трубку, напр. от *кинескопа* или *осциллографической трубки*, является сетчатая накопительная мишень М, расположенная перед люминофорным экраном ЛЭ (рис. 6). Мишень представляет собой мелкоструктурную металлическую сетку, прутки к-рой со стороны, обращенной к электронному пучку, имеют диэлектрическое покрытие. С помощью электронного прожектора записи ПЗ, создающего о с т р о с ф о к у с и р о в а н н ы й п у ч о к э л е к т р о н о в, отклоняемый в любую точку мишени отклоняющей системой ОС, на поверхность диэлектрика наносится заряд. Плотность заряда в каждой точке определяется записываемым входным сигналом, управляющим интенсивностью пучка, а знак, вследствие значительной *вторичной электронной эмиссии* с мишени, оказывается положительным. Поле в отверстиях сетки определяется (в основном) потенциалом соседних участков диэлектрика и, в свою очередь, управляет прохождением широкого п о т о к а м е д л е н н ы х э л е к т р о н о в (создаваемого воспроизводящим прожектором ПВ) через ячейки сетки на высоковольтный люминесцентный экран аналогично действию поля управляющей сетки триода. Отличие от триода заключается в локальном управлении токопрохождением, в зависимости от потенциала соответствующего участка мишени, установившегося в процессе записи.

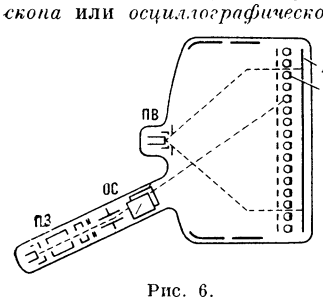


Рис. 6.

Известно два типа З. т. с видимым изображением. Первый (т о н о т р о н) воспроизводит полутоновое изображение. Диэлектрик мишени в этих трубках имеет потенциал более низкий, чем катод воспроизводящего прожектора, благодаря чему воспроизводящий поток электронов не попадает на прутки мишени и не стирает записанный на них потенциальный рельеф. Диапазон яркостей полутонового изображения определяется интервалом потенциалов диэлектрика мишени от отрицательного запирающего, при к-ром полностью прекращается прохождение электронов воспроизводящего потока через ячейки сетки на экран, до потенциала, равного потенциалу катода воспроизводящего прожектора. Перед записью действием воспроизводящего потока при одновременной подаче на сетчатую подложку мишени специального положит. импульса напряжения вся мишень заряжается отрицательно до потенциала запирания, на фоне к-рого затем производится запись более положительного потенциального рельефа путем управления интенсивностью записывающего пучка в процессе развертки. В отличие от кинескопа и осциллографической трубки, где каждая точка экрана за период развертки возбуждается очень короткое время и визуальная яркость свечения в каждой точке экрана определяется усреднением мгновенной яркости по периоду развертки, в тонотроне возбуждение экрана происходит непрерывно, вследствие чего яркость изображения в них совпадает с мгновенной яркостью и в сотни раз превышает яркость изображения на экране кинескопа, достигая величины порядка 1 *сб*. Однажды записанное изображение может воспроизводиться в течение длительного времени (порядка 1 *мин*), определяемого паразитным засевом мишени положит. ионами, образующимися за счет ионизации остаточных газов. Стирание записанного изображения может производиться как мгновенно, так и постепенно, путем подачи импульсов напряжения с регулируемой длительностью на подложку мишени. Т. о., трубка обладает регулируемым послесвечением. Тонотрон применяется для задержки изображения, длит. воспроизведения однократно записанного изображения и для создания изображения высокой яркости, напр. в индикаторах самолетных радиолокационных станций, подверженных прямому воздействию солнечного света.

В другом типе З. т. с видимым изображением (м е м о т р о н) применяется бистабильная запись, при к-рой потенциал каждой точки мишени может находиться в одном из двух устойчивых состояний: при потенциале катода воспроизводящего прожектора или при более положительном равновесном потенциале, определяемом потенциалом сеток и других близлежащих электродов. Такая трубка воспроизводит двухтоновое изображение, к-рое после однократной записи может воспроизводиться неограниченно долго (вплоть до момента искусств. стирания). Мемотрон применяется, напр., в спец. осциллографах для регистрации медленных или однократных процессов.

Лит.: 1) К н о л ь М. и К э й з а н Б., Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов, пер. с англ., М.—Л., 1955; 2) К и т о в А. И., Электронные цифровые машины, М., 1956; 3) «Техника кино и телевидения», 1958, № 12; 4) «Вестник информаций», 1950, № 13, № 20; 1952, № 4; 1953; № 17; 1954, № 3, 10, 11; 1956, № 6, 17; 1957, № 9; 5) «Вопр. радиолокац. техн. Сб. перев. и обз. ин. период. лит.», 1957, № 4, 6; 6) K n o l l M. [a. o.], «RCA Rev.», 1953, v. 14, № 4; 7) K n o l l M., H o o k H. O., S t o n e R. P., «Proc. I. R. E.», 1954, v. 42, № 10.
В. Л. Герус.

ЗАПОМИНАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА — устройства для запоминания и хранения информации, представленной в виде *кодов*. Наиболее широкое применение З. у. нашли в *цифровых вычислительных машинах*, где они служат для запоминания: команд программы решения задачи, начальных условий, различных вспомогат. данных, промежуточных и конечных результатов вычислений. З. у. применяются также в системах автоматич. регулирования и телемеханики (напр., станки с программным управлением), в *радиолокации*, в приборах экспериментальной ядерной физики.

Блок-схема З. у. изображена на рис. 1. Блок запоминания содержит элементы или среду, с помощью к-рых производится запоминание информации. Он

состоит из отдельных одинаковых ячеек, в каждую из к-рых может быть помещено одно слово (число или команда). Обычно в З. у. для представления информации применяется двоичный код, требующий наличия у запоминающих элементов двух различных устойчивых состояний (отсутствие или наличие импульсов, два уровня напряжения, два различных магнитных состояния

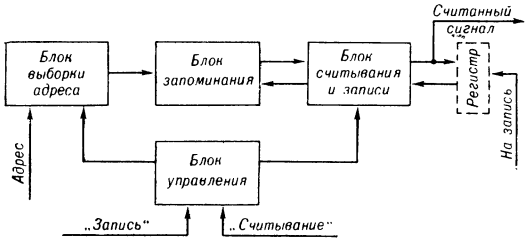


Рис. 1. Блок-схема запоминающего устройства.

и т. д.). Запоминающие ячейки перенумерованы по порядку, и номер ячейки служит ее адресом (*номерная адресная система*). В специальных информационно-логических машинах применяется *ассоциативная адресная система*, где адресами служат определенные комбинации признаков (напр., в медицинских диагностич. машинах определение названия заболевания производится по сочетаниям симптомов: темп-ра, состав крови и т. п.). Блок выборки адреса представляет собой устройство, к-рое по заданному адресу (номеру или комплексу признаков) находит нужную ячейку в блоке запоминания. Блок управления осуществляет управление работой всех элементов З. у. при записи и чтении информации (коммутация, синхронизация по времени и т. п.). Блок считывания и записи усиливает и формирует сигналы, считанные из блока запоминания, и вырабатывает импульсы, необходимые для первичной или повторной записи информации. В цифровых машинах часто на входе или на выходе З. у. устанавливается самостоятельная запоминающая ячейка, наз. *регистром*, служащая для кратковременного хранения одного или неск. кодов.

Основными характеристиками З. у. являются: а) емкость — количество ячеек или наибольшее число кодов чисел (слов), к-рое может одновременно храниться в З. у.; иногда емкость выражают в количестве двоичных знаков (единицах информации); б) быстродействие, определяемое т. н. *временем выборки* (промежутком времени от момента ввода адреса и сигнала обращения до момента выдачи кода из З. у. или ввода его в З. у.) и временем обращения (минимально допустимым временем между двумя последоват. обращениями к З. у.); в) надежность — среднестатистич. время безотказной работы З. у.; г) экономичность — суммарная характеристика, включающая: срок службы, стоимость оборудования для хранения единицы информации, потребляемую мощность и др.

По методу поиска адреса запоминающей ячейки оперативные З. у. делятся на З. у. с произвольным доступом (к информации), у к-рых все адреса в любой момент времени равнодоступны, и З. у. с последоват. доступом, у к-рых адреса ячеек, как правило, обходятся последовательно. З. у. с последоват. доступом имеют одну общую систему выборки (селекции) и требуют значительно меньше оборудования, но время выборки у них больше. З. у. с произвольным доступом (напр., З. у. на магнитных сердечниках, см. *Магнитные запоминающие устройства*; на туннельных диодах, см. ниже) имеют число выходов блока выборки, равное числу адресов устройства. З. у. с последоват. доступом делятся на циклические (периодические) и ациклические (непериодические). Ациклические З. у. (напр., незамкнутые магнитные ленты, см. *Магнитные запоминающие устройства*) имеют неограниченную емкость; обход двух последовательных адресов может происходить в двух направлениях. Циклические З. у. (например, замкнутые магнитные ленты, магнитный барабан, см. там же) имеют ограниченную емкость канала; обход адресов в них происходит периодически.

В нек-рых З. у., напр. конденсаторных (см. *Электростатические запоминающие устройства*), на линиях задержки (см. ниже) и др. время естественного хранения информации невелико; поэтому требуется периодическое ее восстановление (*регенерация*). З. у. на магнитных сердечниках, на туннельных диодах и т. п. хранят информацию неограниченно долго без регенерации, но при считывании информации происходит ее потеря и требуется последующая перезапись.

В цифровых вычислит. машинах одновременно имеется неск. видов З. у.: внутренние, или оперативные З. у. (наз. также *памятью*), имеющие сравнительно малую емкость (от 64 до 8 192 ячеек) и малое время обращения (от 10 до 2 *мксек*), к-рые служат для запоминания кодов чисел и команд в процессе решения задачи; внешние З. у. (*накопители*), служащие для запоминания первоначальных данных и окончательных и промежуточных результатов, к-рые используются в машине по мере надобности в определенные моменты времени, предусмотренные программой вычислений. Внешние З. у. имеют почти неограниченную емкость (магнитная лента, перфокарты, перфолента и др.), но большое время обращения ($\gtrsim$ 10 *мсек*). В нек-рых больших вычислит. машинах есть сверхоперативные З. у. емкостью от неск. единиц до неск. десятков ячеек, но с очень малым временем обращения (менее 2 *мксек*). В ряде машин для хранения информации, не меняющейся в процессе работы машины, — математич. константы, программы для вычисления $\sin x$, $\ln x$, $\sqrt{x}$ и т. п. (стандартные подпрограммы), — существуют т. н. долговременные З. у., к-рые чаще всего работают в режиме быстрого многократного считывания. Запись в них обычно производится вне машины. Смена информации часто производится заменой всего блока запоминания. Наиболее распространены долговременные конденсаторные З. у. и З. у. на магнитных сердечниках.

Классификация З. у. дана в таблице; среди множества разнообразных З. у., в к-рых для запоминания информации используются различные физ. явления, следует отметить: 1) перфорационные З. у.; 2) З. у. на *линиях задержки*; 3) *магнитные запоминающие устройства*; 4) диэлектрические З. у. (см. *Электростатические запоминающие устройства*); 5) З. у. на сверхпроводящих элементах; 6) З. у. на *туннельных диодах*.

Перфорационные запоминающие устройства (на перфокартах и перфолентах). Перфокарта — стандартных размеров карта из плотной бумаги с малой электропроводностью. На лицевой стороне отпечатана цифровая сетка в виде ряда вертикальных колонок. С помощью перфоратора на карту наносятся прямоугольные отверстия (пробивки) в местах, определяемых кодом. При записи двоичных кодов на перфокарте каждой «1» соответствует пробивка, «0» — отсутствие пробивки (запоминающий элемент). Числа и команды располагаются либо по строкам, либо по колонкам стандартной перфокарты. Считывание осуществляется ощупыванием карт контактными щетками (число щеток равно числу знаков в строке), замыкающими цепь в месте пробивки, что вызывает появление электрич. импульса считывания.

Классификация запоминающих устройств

З. у. с последовательным доступом			З. у. с произвольным доступом		
с регенерацией	без регенерации		с регенерацией и потерей информации при считывании	без регенерации	
				с потерей информации при считывании	без потери информации при считывании
циклические	циклические	ациклические			
Электромагнитные линии задержки	Магнитный барабан	Перфокарты	Электронно-лучевые трубки	Матрицы на магнитных сердечниках	Трансфлюксоры
Ультразвуковые линии задержки	Магнитная лента (замкнутая)	Перфолента (незамкнутая)	Запоминающие трубки	Ферритовые платы	На магнитных элементах со спец. способами считывания
Магнитострикционные линии задержки	Магнитные диски	Магнитная лента (незамкнутая)	Диодно-конденсаторные	Магнитные пленки Твисторы Туннельные диоды	
	Замкнутая перфолента		Сегнетоэлектрические	Сверхпроводящие элементы	

На перфолентах информация запоминается при помощи группы пробивок, расположенных на ленте в определенных местах по отношению к отверстиям, служащим для передвижения ленты (рис. 2). Применяются также непрозрачные ленты, данные с которых считываются фотоэлектрич. способом.

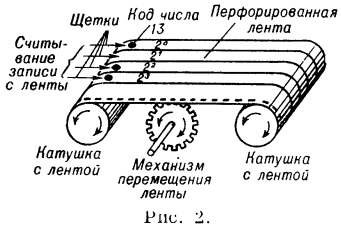


Рис. 2.

З. у. на перфокартах и перфолентах применяются в цифровых машинах в качестве внешних З. у. для ввода и вывода данных. Они имеют последоват. доступ к информации, почти неограниченную емкость, но очень малое быстродействие. При механич. ощупывании наибольшая скорость считывания $\approx$ 100 цифр в секунду по каждой колонке. При фотоэлектрич. считывании скорость считывания достигает 2—3 тысяч цифр в секунду [1,2].

Запоминающие устройства на линиях задержки. Информация в виде групп импульсов, изображающих код, подается на вход линии задержки, распространяется по линии с конечной скоростью и через нек-рое время появляется на ее выходе. Импульсы обычно имеют прямоугольную или треугольную форму (*видеоимпульсы*), иногда применяют *импульсную модуляцию* некоторой несущей частоты (радиоимпульсы). В случае двоичного кода наличие импульса соответствует «1», а его отсутствие — «0». Время распространения сигналов вдоль линии является временем их хранения в линии. Если с выхода линии та же информация может быть снова подана на ее вход, то образуется замкнутая цепь (тракт хранения), в к-рой непрерывно циркулирует введенная информация. Т. к. при распространении сигналов вдоль линии имеет место их искажение и затухание, то перед повторной подачей на вход линии сигналы восстанавливаются с помощью усилителя и формирователя. На рис. 3 изображена упрощенная схема З. у. на линии задержки. Сигнал с выхода линии усиливается, проходит через открытый вентиль B_2 и попадает на вход вентиля B_1, представляющего собой *совпадений схему*; на ее 2-й вход подаются импульсы синхронизации (последовательность импульсов с постоянной частотой следования). При наличии совпадения на выходе B_1 появляется импульс, к-рый после формирования вновь подается на вход линии задержки. Все сигналы, распространяющиеся вдоль линии, совпадают с импульсами синхронизации, определяющими адрес сигнала. Таким образом, положение любого импульса в линии всегда известно. Такая непрерывная циркуляция информации, введенной в З. у., представляет собой один из возможных режимов хранения (динамическое хранение информации).

При записи в З. у. информации по определенному адресу из машины подаются: адрес ячейки, команда «запись» и число. «Устройство сравнения» сравнивает код адреса (хранящийся в регистре адреса) с кодом на т. н. счетчике адресов, нумерующем импульсы синхронизации. В момент совпадения кодов устройство выдает сигнал в блок управления, при получении к-рого последний выдает свои сигналы. Один из них открывает на определенное время вентиль B_3, к-рый пропускает код числа на запись, другой закрывает вентиль B_2. При этом ранее хранившийся по этому адресу код числа стирается («Гашение»).

При считывании информации, хранящейся по определенному адресу, на З. у. подаются из машины: адрес ячейки и команда «чтение». Выборка адреса производится так же, как и при записи. При получении сигнала от устройства сравнения блок управления вырабатывает сигнал, открывающий на определенное время закрытый вентиль B_4. При этом информация, хранившаяся по заданному адресу, выдается из З. у. в машину. Одновременно эта же информация вновь перезаписывается в линию задержки. Вентиль B_3 в этом режиме всегда заперт.

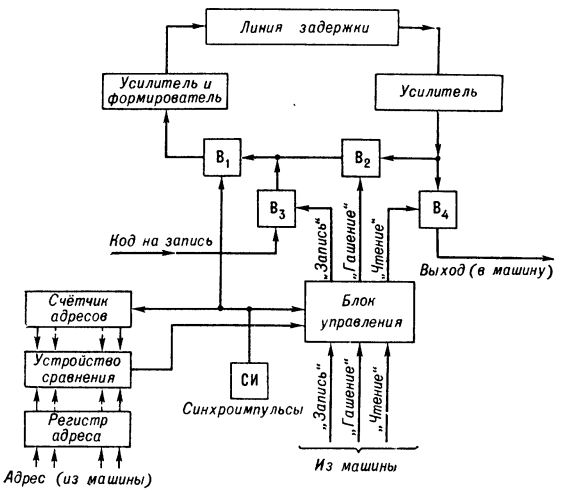


Рис. 3. Блок-схема запоминающего устройства на линии задержки.

З. у. на линиях задержки являются примером циклических З. у. с последоват. доступом (к информации) и регенерацией.

В З. у. применяются электромагнитные (с распределенными и сосредоточенными параметрами), ультра-

звуковые и магнитострикционные линии задержки. Линии с распределенными параметрами имеют очень большие размеры (т. к. время задержки определяет емкость З. у.) и, следовательно, большие фазовые искажения (расплывание сигнала) и большое затухание. Искусственные линии с сосредоточенными параметрами дают большие емкости З. у., но одновременно большие искажения и затухания сигнала. Поэтому те и другие применяются только для запоминающих устройств небольшой емкости (единицы или неск. десятков знаков).

Наиболее широко применяются З. у. на ультразвуковых линиях задержки; при этом электрич. импульсы, представляющие двоичный код, преобразуются в ультразвуковые обычно с помощью кварцевого резонатора (см. *Пьезоэлектрический резонатор*). Обратное преобразование (ультразвуковые импульсы в электрические) выполняется также на пьезокристалле. Временная задержка получается при прохождении ультразвуковых импульсов через передающую среду: ртуть, плавленый кварц, магниевые сплавы. Выбор передающей среды определяется требованиями хорошего акустического согласования с преобразователем для устранения появления отраженных сигналов (эхо-эффект). Наиболее перспективен для применения в З. у. плавленый кварц, имеющий полосу пропускания до 40 *Мгц*, линейную зависимость затухания от частоты и позволяющий работать на частоте повторения импульсов до 20—30 *Мгц*. Ртутные линии имеют полосу пропускания около 6 *Мгц* и квадратичную зависимость затухания от частоты; их недостатком также является ядовитость ртути и необходимость термостабилизации. Емкость одной ультразвуковой линии задержки колеблется от неск. десятков до 2 000 кодов. Для увеличения емкости применяются блоки линий [3, 5, 6].

При применении магнитострикционных линий задержки средой служат обычно неск. проволок из технич. никеля диаметром 0,1—0,2 *мм* (см. *Магнитострикция*). Электрич. импульсы преобразуются в механич. возмущение и обратно с помощью катушек индуктивности L_1 и L_2. Обычно для улучшения выходного преобразования в месте расположения считывающей катушки осуществляется местное подмагничивание постоянным магнитом М (рис. 4). На конце линии для устранения отражения устанавливаются поглотители из высокомолекулярных органич. соединений. Применяется температурная стабилизация. Емкость З. у. с магнитострикционной линией не превышает 2 000 кодов, рабочая частота преобразования не превышает 400—600 *кгц* [7].

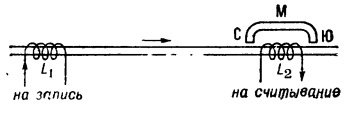


Рис. 4.

Магнитные запоминающие устройства (магнитная лента, магнитный барабан, ферритовые сердечники и др.) распространены наиболее широко благодаря бо́льшей экономичности, быстродействию и надежности; подробнее см. *Магнитные запоминающие устройства*.

К диэлектрическим запоминающим устройствам относятся З. у. на конденсаторах, сегнетоэлектриках и электроннолучевых трубках (см. *Электростатические запоминающие устройства* и *Запоминающая трубка*).

Запоминающие устройства на сверхпроводящих элементах. Явление *сверхпроводимости* также применяется для создания запоминающего элемента, обладающего двумя устойчивыми состояниями. Такими элементами являются: *криотрон*, *криосар* и ячейка Кроу. Наиболее перспективной является ячейка Кроу, представляющая собой тонкую пленку олова или свинца, нанесенную на слюдяную или стеклянную подложку. В пленке сделаны просветы в виде двух сегментов, разделенных тонкой перемычкой (рис. 5). Над перемычкой и под ней параллельно расположены провода управления и провод считывания. Провода можно заменить узкими полосками пленки, отделенными от сверхпроводника изоляционными пленками. Направление циркулирующего по перемычке тока определяет цифру хранимой информации («0» или «1»). Ячейка помещается в ванну с жидким гелием для создания необходимого температурного режима. Ячейку можно рассматривать как трансформатор, у к-рого первичной обмоткой является провод управления, а перемычка вместе с окружающим отверстия сверхпроводником служит вторичной обмоткой. Провод считывания эквивалентен третьей обмотке трансформатора.

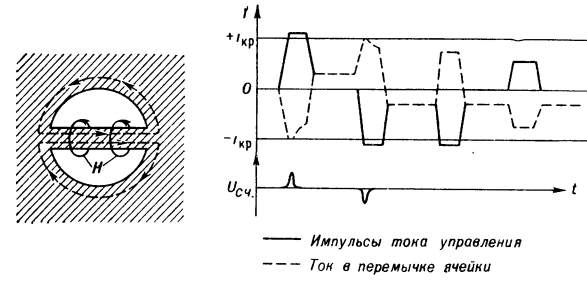


Рис. 5. Схема ячейки Кроу и временная диаграмма работы ячейки.

Если перемычка находится в сверхпроводящем состоянии, то она экранирует считывающий провод от управляющего (см. *Сверхпроводимость*). Если в перемычке восстановлена нормальная проводимость, то в момент ее восстановления на считывающем проводе возникает сигнал. Переход перемычки в состояние с нормальной проводимостью вызывается посылкой управляющего тока такой полярности, чтобы наведенная эдс вызывала рост тока в перемычке. При этом значение тока в перемычке должно превышать критич. ток $i_{кр}$ (рис. 5). Благодаря повышенному значению плотности тока сверхпроводящее состояние нарушается только в перемычке, при этом остальная пленка остается в состоянии сверхпроводимости.

На скорость переключения ячейки влияет постоянная времени L/R перемычки и выделение в ней тепла, когда она находится в состоянии нормальной проводимости. Запоминающая ячейка из оловянной пленки, нанесенной на слюдяную подложку, может переключаться за $10—15 \cdot 10^{-9}$ *сек*. Малые размеры ячейки (диаметр 1—2 *мм*) позволяют сильно уменьшить габариты З. у. Однако необходимость введения в ванну с жидким гелием большого количества проводов для управления З. у. и неоднородность свойств элементов ограничивают применение сверхпроводящих З. у. [9, 10, 11].

Запоминающие устройства на туннельных диодах. Вольтамперная характеристика *туннельного диода* (рис. 6,*а*) с областью отрицат. сопротивления позволяет использовать его в качестве запоминающего элемента (с двумя устойчивыми состояниями). Соединяя последовательно с туннельным диодом активное сопротивление и задавая нек-рый начальный ток через диод, можно получить схему, способную запомнить двоичную информацию. Устойчивыми точками характеристики являются точки «*а*» и «*б*» (состояние «*а*» соответствует «1», а «*б*»—«0»). Переход от одного устойчивого состояния в другое вызывают изменением величины тока диода. Мини-

мальные величины токов, вызывающих переход, соответствуют токам i_1 и i_2.

Схема запоминания на туннельных диодах (рис. 6, *б*) состоит из диода и двух сопротивлений R_x и R_y, суммарная величина к-рых определяет положение нагрузочной прямой (рис. 6, *а*). Каждая такая схема

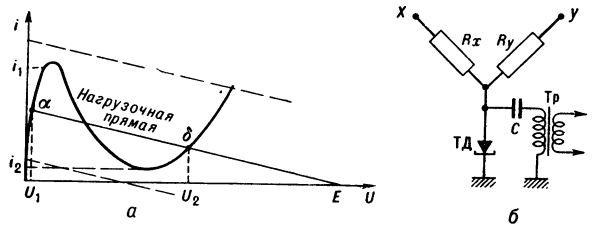


Рис. 6. *а* — вольтамперная характеристика туннельного диода и нагрузочная прямая; *б* — основная схема запоминания на туннельном диоде.

может запомнить только один разряд числа. Один из вариантов З. у. на туннельных диодах (матрица из 4 диодов) показан на рис. 7. При считывании информации в селектирующие провода x и y попарно подаются импульсы тока (с помощью импульсных трансформаторов Тр1). Амплитуда импульсов выбрана из условия, что каждый ток в отдельности не может вызвать переход диода в другое состояние. Переход вызывается при одновременном воздействии двух импульсов тока и только, если на нем ранее хранилась «1» (такой метод выборки запоминающего элемента наз. методом совпадения токов); при этом изменение напряжения на переходном слое туннельного диода является выходным сигналом. Трансформаторы Тр1 служат для усиления сигналов. При считывании (переход из состояния «1» в состояние «0») информация разрушается, поэтому необходимо ее вновь записать.

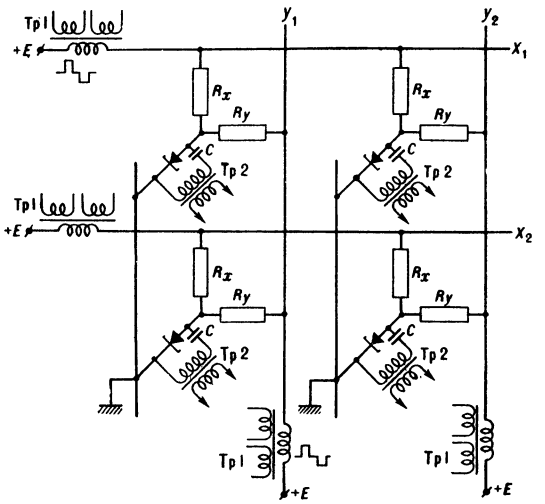


Рис. 7. Схема соединения туннельных диодов в запоминающем устройстве.

Запись информации осуществляется импульсами др. полярности. При совпадении во времени импульсов тока записи туннельный диод приходит в состояние «1». При записи «0» импульсы токов записи на диод не подаются. В З. у. на совпадении токов обычно каждая матрица запоминающих элементов (например, рис. 7) хранит информацию только одного разряда всех слов (чисел или команд). Число матриц определяет число разрядов в слове и емкость запоминающей ячейки.

Переход туннельного диода из одного устойчивого состояния в др. длится сотые доли *мксек* (15—20 *нсек*), что позволяет сделать З. у. со временем обращения ок. 0,1 *мксек*. Разработаны экспериментальные типы З. у. на туннельных диодах емкостью в неск. десятков слов (ячеек).

Лит.: 1) Быстродействующие вычислительные машины, пер. с англ., под редакцией Д. Ю. Панова, М., 1952; 2) Китов А. И., Электронные цифровые машины, М., 1956; 3) Eckert J. P., A survey of digital computer memory systems,«Proc.I.R.E.»,1953, v. 41,№10, p. 1393—1406; 4) Шехтман Л. М., Сравнительные оценки запоминающих устройств цифровых вычислительных машин, в ст.: Вопросы радиоэлектроники. Серия 7. Электронно-вычислительная техника, вып. 2, М., 1959, с. 119—140; 5) Spaeth D. A., Rogers T. F., Jonson S. J., Fused-quartz ultrasonic delay-line memory, «Electronics», 1953, v. 26, № 12; 6) Metz F. A., Andersen W. M., Improved ultrasonic delay lines, там же, 1949, v. 22, № 7, p. 96; 7) Бережной Е. Ф., Оперативный регистр на магнитострикционной линии задержки, М., 1958; 8) Kaufman M. M., A tunnel diode tenth microsecond memory, «IRE Internat. Convent. Rec.», 1960, v. 8, pt. 2, p. 114—123; 9) Crowe J. W., Trapped-flux superconducting memory, «IBM J. Res. Developm.», 1957, v. 1, № 4, p. 295—303; 10) Rhoderick E. H., Superconducting computer elements, «Brit. J. Appl. Phys.», 1959, v. 10, № 5, p. 193—98; его же, Low temperature storage element, «J. Brit. Instn. Engrs», 1960, v. 20, № 1.

О. Н. Рыбников.

ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЛИНИИ (в оптике) — спектральные линии, возникающие в спектрах атомов и молекул с нарушением т. н. *отбора правил*.

ЗАРОДЫШИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ — макроскопич. участки ферромагнетика, *самопроизвольная намагниченность* I_s которых составляет угол $\leq 180°$ с направлением результирующей намагниченности образца; рост объема З. п. при уменьшении магнитного поля $+H$, предварительно намагничивающего образец, или при изменении знака этого поля на обратный ($-H$) приводит к перемагничиванию образца, т. е. к изменению знака его намагниченности на обратный. З. п. обладают минимальными размерами, начиная с к-рых их существование становится энергетически выгодным, ибо, как всякое образование новой фазы, З. п. требуют для своего появления затраты определенной энергии ΔF_s, идущей на создание между З. п. и окружающей их исходной фазой граничного слоя, в к-ром I_s меняет свою ориентацию на угол $\leq 180°$ (см. *Домены ферромагнитные*). Эта энергия пропорциональна квадрату линейного размера r_0 зародыша, т. е. $\Delta F_s = \alpha r_0^2$, где константа α определяется свойствами ферромагнетика и формой зародыша. Энергия ΔF_s должна компенсироваться выигрышем магнитной объемной энергии ΔF_H, благодаря чему и могут возникать З. п.

Энергия ΔF_H пропорциональна кубу линейного размера r_0, т. е. $\Delta F_H = \beta r_0^3$ (β — константа, определяемая свойствами ферромагнетика). При условии $|\Delta F_H| > |\Delta F_s|$ появляется возможность роста З. п., т. е. процесса перемагничивания, путем смещения границ между З. п. и исходной магнитной фазой. Из приведенного неравенства следует, что рост З. п. возможен при условии $\beta r_0^3 > \alpha r_0^2$ или $r_0 \geq \alpha/\beta$. Таким образом, величина α/β и определяет упомянутые выше минимальные размеры З. п., к-рые оказываются очень чувствительными к ничтожным вариациям внутр. свойств ферромагнетика и формы З. п.; поэтому численные значения r_0 могут меняться в больших пределах — от долей *мк* до нескольких *мм*. Поле, при к-ром начинается рост З. п., наз. полем старта H_s. В реальных образцах поля H_s сильно зависят от местных структурных условий в образце и поэтому различны в разных точках образца. Форма петли гистерезиса и величина коэрцитивной силы сложным образом определяются характером распределения

значений поля H_s по объему образца. Только в частном случае ферромагнитных веществ с прямоугольной петлей гистерезиса, когда перемагничивание образца происходит от одного единственного З. п. (см. *Сикспуса — Тонкса опыты*), наблюдаемая коэрцитивная сила равна полю старта H_s. Если при перемагничивании отсутствуют З. п. (напр., из-за очень большой величины поля H_s), то оно может осуществиться путем процесса вращения вектора I_s без всякого участия З. п. Экспериментально установлено, что за исключением тонких ферромагнитных порошков и гетерогенных сплавов с очень мелкодисперсными образованиями основной ферромагнитной фазы (см. *Высококоэрцитивные сплавы*), в к-рых имеется однодоменная магнитная структура, процесс перемагничивания, как правило, протекает путем роста З. п.

Механизм возникновения З. п. тесно связан с механизмом возникновения т. н. замыкающих областей, к-рые образуются на тех поверхностях ферромагнитного образца, где имеются скачки нормальной составляющей намагниченности, благодаря чему появляются поверхностные магнитные «заряды», или полюсы. Эти полюсы создают интенсивные местные магнитные поля рассеяния $H_\odot$ (см. *Размагничивающее магнитное поле*), к-рые обычно направлены против внешнего магнитного поля H_e, предварительно намагнитившего образец. В очень сильных внешних полях H_e результирующее поле $H_e + H_\odot = H$ будет совпадать по направлению с полем $+H_e$, но при снижении $+H_e$ наступит такой момент, когда $|H_\odot| > +H_e$; тогда под действием уже «отрицательного» местного результирующего поля H могут произойти необратимые процессы вращения в малых участках ферромагнитного образца, прилегающих к поверхностям образца с магнитными полюсами. Таков процесс возникновения замыкающих областей с I_s, ориентированными под углом $\leqslant 180°$ по отношению к I_s в исходной магнитной фазе. При дальнейшем уменьшении внешнего положительного поля $+H_e$ те из замыкающих доменов, для к-рых выполняется условие $|\Delta F_H| > |\Delta F_s|$, разрастаются и превращаются в домены с $-I_s$ и, следовательно, эти замыкающие области являются З. п. Методом порошковых фигур (см. *Порошковые фигуры* магнитные) экспериментально установлено, что З. п., как правило, возникают около границ между кристаллитами или у наружной поверхности образца.

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 2) Шур Я. С. и Абельс В. Р., «ДАН СССР», т. 105, № 3, 1955, с. 449; 3) Магнитная структура ферромагнетиков, Сб. переводов, М., 1959; 4) Магнитные свойства металлов и сплавов, перевод, М., 1961.

С. В. Вонсовский, Я. С. Шур.

ЗАРОЖДЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ — см. *Кристаллизация.*

ЗАРЯД ЯДРА — электрический заряд атомного ядра, равный Ze, где Z — число протонов в ядре, e — заряд протона. З. я. впервые был измерен по рассеянию альфа-частиц ядрами (опыты Резерфорда), а затем по закону смещения Мозли в рентгеновских спектрах. Заряды стабильных ядер устанавливаются гл. обр. методами *масс-спектрометрии*; заряды радиоактивных ядер — по продуктам распада.

Опыты по рассеянию быстрых электронов ядрами показали, что З. я. распределен по объему неравномерно: плотность электрич. заряда в центральной части ядра больше, чем в периферической, где она спадает с расстоянием по закону, близкому к экспоненциальному (см. *Радиусы ядер*). *И. С. Шапиро.*

ЗАРЯДА СОХРАНЕНИЯ ЗАКОН — один из фундаментальных законов природы, состоящий в том, что алгебраич. сумма электрич. зарядов любой системы остается неизменной, если эта система электрически изолирована, и может измениться только при наличии электрич. тока через поверхность, окружающую систему. Это утверждение справедливо и для любого бесконечно малого объема, вследствие чего оно может быть сформулировано в виде дифференциального ур-ния в частных производных, — в виде ур-ния непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \boldsymbol{j} = 0,$$

где ρ — плотность электрич. заряда, а $\boldsymbol{j}$ — плотность электрич. тока. З. с. з. является следствием *Максвелла уравнений* для электромагнитного поля. Наоборот, приняв З. с. з., можно сформулировать ур-ния Максвелла на основе простейших опытных фактов, известных в области стационарных и квазистационарных процессов. При этом З. с. з. требует, чтобы в ур-ние, определяющее магнитное поле через источники, наряду с электрич. током был введен т. н. *ток смещения.*

В той области физич. явлений, в к-рой сохраняется число частиц, З. с. з. можно рассматривать как следствие сохранения числа частиц, поскольку каждая частица характеризуется определенным зарядом, т. е. постоянной, определяющей ее взаимодействие с электромагнитным полем. Однако З. с. з. является точным законом природы, в то время как число частиц может меняться, если взаимодействующие системы обладают достаточно большой энергией. При этом образуется равное число частиц и античастиц, электрич. заряды к-рых равны по величине и противоположны по знаку.

Частицы, взаимодействующие с другими полями, кроме электромагнитного, характеризуются соответствующими постоянными, аналогичными электрич. заряду и определяющими силу этого взаимодействия. Напр., нуклонам следует приписать определенный мезонный заряд, т. к. они взаимодействуют с мезонными полями. Однако в общем случае закона сохранения, аналогичного З. с. з., не существует. Напр., мезонный заряд не сохраняется, т. к. нуклоны и антинуклоны обладают одинаковым по знаку мезонным зарядом. Во многих случаях, однако, сохраняются величины, к-рые являются аналогами электрич. заряда не как величины, определяющей силу взаимодействия, а как разности между числом частиц и античастиц. Такой величиной является, напр., барионный заряд (разность между числом барионов и антибарионов). *В. Б. Берестецкий.*

ЗАРЯДОВАЯ НЕЗАВИСИМОСТЬ ЯДЕРНЫХ СИЛ (изотопическая инвариантность ядерных сил) — свойство ядерных сил, заключающееся в том, что ядерные силы, действующие между двумя протонами или двумя нейтронами такие же, как и ядерные силы, действующие между протоном и нейтроном, если только взаимодействующие частицы находятся в одинаковых спиновых и орбитальных состояниях.

Гипотеза о З. н. я. с. была выдвинута в 1935—37 гг. в ряде работ (Г. Юнг, Г. Брейт, Е. Финберг, Е. Вигнер и др.) в связи с результатами опытов по рассеянию нейтронов и протонов протонами. Эти и более поздние опыты показали, что энергия ядерного взаимодействия протон-нейтрон и протон-протон в S-состоянии одинаковы. Дальнейшие сведения о З. н. я. с. дало изучение энергетич. уровней *зеркальных ядер.* Оказалось, что как основные состояния, так и возбужденные уровни двух зеркальных ядер практически совпадают, если учесть вклад, обусловленный различием в электромагнитных свойствах протона и нейтрона, а также разностью их масс. Так, напр., энергии связи ядра трития H^3 и ядра гелия He^3 отли-

чаются всего на 0,74 *Мэв*. Таким образом, в дополнение к данным о равенстве сил np и pp, полученным из опытов над рассеянием n и p, данные о зеркальных ядрах доказывают равенство сил nn и pp. Это равенство является необходимым и достаточным для объяснения свойства зеркальных ядер и наз. зарядовой симметрией ядерных сил. Требование зарядовой симметрии является более слабым, чем требование З. н. я. с.

Как уже было отмечено, З. н. я. с. не является абсолютно точной: отклонение от зарядовой независимости обусловлено кулоновскими и магнитными силами, а также разностью масс протона и нейтрона. Согласно современным теоретич. представлениям, разность масс протона и нейтрона в свою очередь обусловлена различием их электромагнитных свойств. Таким образом, основные отклонения от З. н. я. с. объясняются электромагнитным взаимодействием.

При анализе следствий З. н. я. с. исключительно плодотворным оказалось представление об *изотопическом спине* нуклонов (В. Гейзенберг, 1932). Если рассматривать протон и нейтрон как два зарядовых (изотопических) состояния одной частицы — нуклона, то можно сформулировать З. н. я. с. в виде закона сохранения изотопич. спина. Свойство ядерных сил сохранять величину изотопич. спина и наз. изотопической инвариантностью ядерных сил.

Изотопич. спин является хорошим квантовым числом для легких ядер, в к-рых кулоновское взаимодействие мало [2]. В тяжелых ядрах, где число протонов, а следовательно, и кулоновское взаимодействие, велико, отклонение от изотопич. инвариантности становится существенным и изотопич. спин уже не является хорошей квантовой характеристикой ядра.

Сохранение изотопич. спина приводит к ряду правил отбора в ядерных реакциях с участием легких ядер. Так, система, возникающая при столкновении α-частицы или дейтрона с каким-либо ядром, должна иметь тот же изотопич. спин, что и исходное ядро, т. к. изотопич. спин α-частицы и дейтрона равен нулю. Отсюда, напр., следует, что возбужденные состояния ядра C^{12}, возникающие в реакции

$$N^{14} + d \to C^{12} + \alpha,$$

должны иметь изотопич. спин, равный нулю, подобно основному состоянию ядра N^{14}.

Изотопич. инвариантность ядерных сил приводит также к ряду запретов для процессов, обусловленных изотопически не инвариантными взаимодействиями, такими, напр., как фотоядерные реакции, идущие при столкновении с ядрами фотонов, и процессы β-распада.

Изотопич. инвариантность ядерных сил является проявлением более общего закона — изотопич. инвариантности всех сильных взаимодействий. Это свойство сильных взаимодействий подвергалось экспериментальной проверке при высоких энергиях взаимодействующих частиц и, в частности, при реакциях с участием π-мезонов.

Понятие о зарядовой независимости сильных взаимодействий лежит в основе представлений о природе сильно взаимодействующих элементарных частиц; на нем, в частности, основана существующая классификация *элементарных частиц*.

Лит.: 1) Ферми Э., Лекции о π-мезонах и нуклонах, пер. с англ., М., 1956; 2) Шапиро И. С., Свойства симметрии в теории элементарных частиц и ядерных процессов, «УФН», 1954, т. 53, вып. 1, с. 7; 3) Зельцер Г. И., Изобарический спин и гипотеза зарядовой независимости ядерных сил, там же, вып. 4, с. 455; 4) Бете Г. А. и Гофман Ф., Мезоны, пер. с англ., М., 1957 (Мезоны и поля, т. 2).

Л. Б. Окунь.

ЗАРЯДОВАЯ ЧЕТНОСТЬ — см. *Зарядовое сопряжение.*

ЗАРЯДОВОЕ СОПРЯЖЕНИЕ — одновременное преобразование всех величин, описывающих физич. систему, — операторов, волновых ф-ций и ур-ний, при к-ром все частицы заменяются античастицами (напр., электроны позитронами, а позитроны электронами; нейтроны антинейтронами, а антинейтроны нейтронами). При такой замене волновая ф-ция (вектор состояния) системы Ф претерпевает *унитарное преобразование*:

$$\Phi' = U\Phi, \quad U^2 = 1, \quad U^+ = U^{-1}, \tag{1}$$

где U — т. н. оператор З. с. (A^+ означает оператор, эрмитовски сопряженный оператору A). При этом операторы поля χ преобразуются по ф-ле:

$$\chi' = U\chi U^{-1}. \tag{2}$$

Равенство (2) эквивалентно соотношениям

$$\begin{aligned} UaU^{-1} &= b, \quad Ua^+U^{-1} = b^+, \\ UbU^{-1} &= a, \quad Ub^+U^{-1} = a^+, \end{aligned} \tag{2a}$$

где a^+, a и b^+, b — соответственно операторы рождения и уничтожения частиц и античастиц.

Вид оператора U для различных полей. Если φ есть оператор бозонного поля (нулевой или целый спин), то ур-ние (2) сводится к соотношению:

$$\varphi' = \lambda\varphi^+; \quad \lambda = \pm 1. \tag{3}$$

В случае фермионного поля (полуцелый спин) ф-ле (2) соответствует ур-ние:

$$\psi' = \psi^+ C, \tag{4}$$

где C — пек-рая унитарная матрица, задаваемая условиями одинаковости трансформационных свойств ψ и ψ' в отношении полной группы Лоренца. Для частиц со спином $^1/_2$ она определяется соотношениями:

$$\begin{aligned} &C^2 = 1; \quad C = C^+; \quad C\gamma_4 = -\gamma_4 C; \\ &C\gamma_k^* = \gamma_k C, \quad k = 1, 2, 3. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь γ_k — *Дирака матрицы* и γ_k^* означает матрицу, комплексно-сопряженную γ_k. Для общего случая частиц с полуцелым спином (см. [1]) часто вместо матрицы C пользуются матрицей $C' = \gamma_4 C$ и пишут ур-ние (4) в виде $\psi' = \bar{\psi}C'$, $\bar{\psi} = \psi^+\gamma_4$. Явный вид матрицы C, как это следует из (5), зависит от конкретного представления матриц γ_μ. Так, в представлении Паули и в «расщепленном» представлении $C = \pm\gamma_2$, в представлении Майорана $C = \pm 1$.

Оператор зарядового сопряжения U может быть выражен через операторы рождения и уничтожения частиц [2], [3]. В случае частиц со спином $^1/_2$, взаимодействующих с электромагнитным полем, он распадается на произведение операторов U_γ и U_e, действующих только на переменные поля и только на переменные частицы.

Инвариантность относительно З. с. Зарядовая четность. Поскольку во всех известных случаях частицы и античастицы различаются только знаками своих взаимодействий с другими полями, можно было бы ожидать, что замена частиц на античастицы ни в чем не меняет свойств системы частиц в целом. Однако анализ этого вопроса привел к новым результатам. Если гамильтониан системы H не меняется при З. с.:

$$UHU^{-1} = H, \tag{6}$$

то говорят, что теория инвариантна относительно З. с. Это имеет место для электромагнитного и ядерного («сильного») взаимодействий и не выполняется для слабых взаимодействий (напр., четырехфермионного взаимодействия, ответственного за β-распад). В тех случаях, когда (6) справедливо, применение З. с. к абсолютно-нейтральной системе (т. е. к системе, содержащей равное число частиц и античастиц) при-

водит к представлению о новой сохраняющейся величине — зарядовой четности. Действительно, вектор состояния абсолютно-нейтральной системы при условии (6) может быть собственным вектором оператора U, соответствующим нек-рому собственному значению λ. Т. к., в силу (1), $\lambda = \pm 1$, то говорят, что состояния абсолютно-нейтральной системы могут быть зарядово-четными ($\lambda = +1$; волновая ф-ция в результате З. с. не меняется) или зарядово-нечетными ($\lambda = -1$; волновая ф-ция меняет знак). В соответствии со сказанным, частицы, являющиеся квантами абсолютно-нейтрального поля (т. е. поля, у к-рого частица и античастица тождественны), будут характеризоваться зарядовой четностью, сохраняющейся во всех процессах, за исключением вызываемых слабыми взаимодействиями. В последнем случае зарядовая четность не сохраняется. Однако здесь, как оказывается, не сохраняется и пространственная *четность состояния*. Поэтому возможно сохранение т. н. *комбинированной четности*. Надо отметить, что всякая локальная релятивистски инвариантная теория должна быть также инвариантна относительно произведения трех преобразований: пространственной инверсии, З. с. и обращения времени (см. *Людерса — Паули теорема*). Зарядовые и комбинированные четности известных абсолютно-нейтральных частиц приведены в табл.

Зарядовая и комбинированная четности абсолютно-нейтральных частиц

Название частицы	Зарядовая четность	Комбинированная четность
Фотон	−1	+1
π^0-мезон	+1	−1
K_1^0-мезон	+1	−1
K_2^0-мезон	−1	+1

Лит.: 1) Гельфанд И. М. и Яглом А. М., Зарядная сопряженность для общих релятивистски инвариантных уравнений, «ЖЭТФ», 1948, т. 18, вып. 12; 2) Wolfenstein L. and Ravenhall D. G., Some consequences of invariance under charge conjugation, «Phys. Rev.», 1952, v. 88, № 2; 3) Ахиезер А. И., Берестецкий В. Г., Квантовая электродинамика, М., 1953; 4) Ландау Л. Д., О законах сохранения при слабых взаимодействиях, «ЖТФ», 1957, т. 32, вып. 2; 5) Паули В., Принцип запрета, группа Лоренца, отражение пространства, времени и заряда, в кн.: Нильс Бор и развитие физики. Сб., посвящ. Нильсу Бору в связи с его семидесятилетием, под ред. В. Паули, [перевод], М., 1958. *И. С. Шапиро.*

ЗАРЯДОВОЕ ЧИСЛО — см. *Атомный номер*.

ЗАТМЕНИЯ — астрономич. явления, состоящие в том, что земному наблюдателю небесное светило (Солнце, Луна, спутник планеты, планета, звезда) перестает быть видимым полностью или частично либо вследствие того, что между светилом и Землей проходит более близкое небесное тело, либо из-за того, что оно попадает в тень др. небесного светила (в случае планеты и спутника планеты). З. делят на прохождения, покрытия и собственно затмения. Прохождения — это видимые перемещения одних небесных тел по диску др. небесных тел, расположенных дальше и имеющих значительно большие угловые размеры; таковы, напр., прохождения Меркурия и Венеры по диску Солнца. Покрытия одних небесных тел другими состоят в том, что расположенное ближе небесное тело, имеющее бо́льший видимый поперечник, затмевает более далекие светила; таковы покрытия звезд Луной. В спутниковых системах могут происходить все разновидности З.: затмение спутника спутником, попадание спутника в тень планеты, покрытие спутника диском планеты, прохождение спутника и тени спутника по диску планеты. Наблюдение З. позволяет определять с большой точностью нек-рые характеристики небесных тел и астрономич. постоянные, связанные с размером, формой и расстояниями до небесных тел. Кроме того, наблюдения З. позволяют изучить физич. свойства атмосфер небесных тел. Наибольший интерес представляют З. Солнца и Луны.

Солнечные З. происходят в том случае, когда Луна в момент новолуния находится вблизи узла лунной орбиты, точнее — в одной из двух областей, простирающихся по эклиптике до 17° в обе стороны от каждого узла. В этом случае Луна частично или полностью закрывает Солнце для земного наблюдателя. Вследствие движения Луны и вращения Земли тень Луны движется по земной поверхности со скоростью от 0,465 до 1,046 *км/сек*; в связи с этим максимальная продолжительность полного солнечного З. не превышает 7,75 *сек*. Тень Луны (диаметр ее не превышает 270 *км*) пробегает по поверхности Земли вдоль узкой полосы, внутри к-рой наблюдается полное солнечное З. В области движения полутени Луны солнечное З. видно как частное. В случае, если Солнце и Луна находятся на таких расстояниях от Земли, что видимый диаметр Луны меньше видимого диаметра Солнца, происходит кольцеобразное солнечное З. При равенстве видимых диаметров Луны и Солнца происходит кольцеобразно-полное З. Солнца, видимое как полное лишь в том пункте на Земле, где вершина конуса тени Луны касается земной поверхности. Лунные З. происходят во время полнолуний, если Луна при этом находится в одной из двух областей, простирающихся по эклиптике до 11° в обе стороны от каждого узла. В этом случае Луна попадает в тень Земли. Лунное З. видно одновременно на целом полушарии Земли, с к-рого Луна во время З. видна над горизонтом.

Чередование солнечных и лунных З. связано с движением Луны вокруг Земли, причем оно зависит от периода обращения Луны относительно Солнца (синодич. месяц S) и относительно узлов орбиты (драконический месяц D), между к-рыми существует близкая соизмеримость: $223\ S \approx 242\ D \approx 6585\ ^1/_3$ суток. По истечении этого периода, наз. саросом (18 лет $10^1/_3$, $11^1/_3$ или $12^1/_3$ суток — в зависимости от числа високосных лет в рассматриваемом периоде), солнечные и лунные З. повторяются в той же последовательности, хотя места, в к-рых они видны на Земле, изменяются. В течение одного сароса, в среднем, бывает 43 солнечных З. (15 частных, 14 кольцеобразных, 2 кольцеобразно-полных, 12 полных) и — 28 лунных З. (эти числа медленно изменяются, так в 20 в. в течение одного сароса на всей Земле бывает 41 солнечное и 27 лунных З.). Максимальное число З. в году — семь: 5 солнечных и 2 лунных или 4 солнечных и 3 лунных; минимальное — 2 солнечных.

Лит.: Михайлов А. А., Теория затмений, 2 изд., М., 1954. *В. В. Подобед.*

ЗАТУХАНИЕ КОЛЕБАНИЙ — уменьшение «размахов» собственных колебаний в к.-л. колебательной системе вследствие потерь энергии в этой системе. Потери энергии колебаний вызываются в механич. колебат. системах трением (внешним и внутренним) и излучением упругих волн в окружающую среду; в электрических — наличием активного сопротивления проводников, образующих систему или расположенных вблизи нее, рассеянием энергии в диэлектриках и ферромагнетиках при их переменной поляризации, вызываемой переменными электрическими и магнитными полями (потери на гистерезис — соответственно электрический и магнитный), и излучением электромагнитных волн в окружающее пространство. Чем больше в сумме все потери, тем быстрее происходит З. к.

Закон З. к. зависит от свойств системы. В линейных системах потери энергии за период пропорциональны квадрату «амплитуды» колебаний, т. е. про-

порциональны полной энергии системы. Вследствие этого в простейшем случае линейной системы с одной степенью свободы амплитуды колебаний убывают по геометрич. прогрессии и все последоват. значения амплитуд X_k (отклонений одного знака) располагаются на экспоненте (рис.1) $X_0 e^{-\alpha t}$, где α — показатель затухания системы. Для простейшей механической колебат. системы — тела массы m, удерживаемого в положении равновесия упругой силой и испытывающего трение, пропорциональное скорости (с коэфф. пропорциональности b), $\alpha = b/2m$; для простейшей электрич. системы — колебат. контура с индуктивностью L и активным сопротивлением R, имеем: $\alpha = R/2L$. Процесс З. к. теоретически длится бесконечно долго. Практически его можно считать закончившимся в случае уменьшения амплитуды колебаний до нек-рой заданной малой доли (обычно до 1%) начальной величины. Время τ, в течение к-рого это произойдет, определяется из условия $e^{-\alpha\tau} = 0{,}01$ или $\alpha\tau = 4{,}6$, т. е. $\tau = 4{,}6/\alpha$.

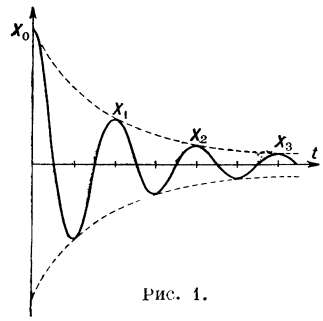


Рис. 1.

Потери энергии в системе, вызывая З. к., нарушают их периодичность. Однако и при наличии потерь энергии колеблющаяся величина проходит с одной стороны наибольшие значения, а с другой — нулевые значения через равные промежутки времени. T_1 наз. условно «периодом» затухающих колебаний. «Период» T_1 увеличивается по мере увеличения потерь энергии в системе. Для приведенных выше простейших случаев соответствующая этому условному «периоду» угловая частота затухающих колебаний $\omega_1 = 2\pi/T_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$, где ω_0 — угловая частота собственных колебаний в отсутствии потерь энергии в системе. Вместо показателя затухания α, характеризующего убыль амплитуды колебаний за единицу времени, скорость З. к. часто удобнее характеризовать логарифмич. декрементом затухания $\delta = \alpha T_1$, определяющим убыль амплитуды за один «период» колебаний. Вместо логарифмич. декремента затухания часто применяют пропорциональную ему величину $d = \delta/\pi$, наз. просто затуханием.

Скорость З. к. тесно связана с *добротностью* колебательной системы Q. В рассмотренных простейших случаях затухание $d = 1/Q$.

В нелинейных системах отношение потерь энергии за период к полной энергии колебаний не остается постоянным, а изменяется с уменьшением амплитуды колебаний. Поэтому последующие амплитуды уже не образуют геометрич. прогрессии и закон З. к. оказывается иным. Простейший с точки зрения закона З. к. и нередко встречающийся случай — это нелинейная механич. система, в к-рой величина силы трения постоянна (не зависит от величины скорости), а направление силы трения противоположно скорости (т. н. кулоново, или сухое трение). Такая сила трения возникает в системах, движение к-рых связано со скольжением, напр. при колебаниях крутильного маятника с осью, установленной в подшипниках скольжения. В этом случае амплитуды колебаний убывают по закону арифметич. прогрессии. За период колебаний амплитуда убывает на постоянную величину $4a = 4f_0/k$, где f_0 — постоянная по величине сила трения, k — коэфф. упругости пружины. Когда нек-рая амплитуда (X_4 на рис. 2) оказывается меньше a, а значит, величина упругой силы $kX_4 < f_0$, колебания в системе прекращаются, т. к. упругая сила уже не в состоянии преодолеть постоянную силу трения и вызвать движение в обратном направлении. Система совершает нек-рое целое число полуколебаний и останавливается, вообще говоря, не в положении равновесия, а в любой точке области, ограниченной значениями $|x| < a$ (т. н. «полоса застоя»).

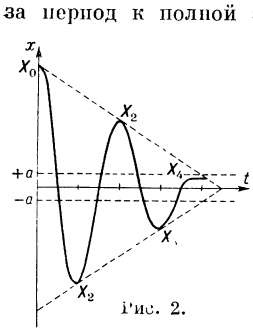


Рис. 2.

Лит.: 1) Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М.—Л., 1960; 2) Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, М.—Л., 1951; 3) Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1959.
С. Э. Хайкин.

ЗАТУХАНИЕ КОНТУРА — величина, определяющая скорость убывания амплитуд собственных колебаний в контуре и вместе с тем характеризующая его резонансные свойства при вынужденных колебаниях. Амплитуда собственных колебаний в контуре убывает вследствие рассеяния энергии. Если обозначить $W_к$ всю энергию колебаний в контуре, а $W_п$ — часть ее, составляющую потери за один период колебаний, то при $W_к \gg W_п$ З. к. $d = \frac{1}{2\pi}\frac{W_п}{W_к}$. В электрич. контуре, состоящем из сосредоточенной индуктивности L, емкости C и сопротивления R, З. к. (при том же ограничении) равно: $d = R\sqrt{C/L}$. З. к. является величиной, обратной *добротности*, и определяет ширину резонансной кривой, в случае вынужденных колебаний З. к. пропорционально логарифмическому *декременту затухания* δ: $d = \frac{1}{\pi}\delta$.
М. Д. Карасев.

ЗАТУХАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ — уменьшение интенсивности люминесценции со временем после выключения возбуждающего источника. Зависимость интенсивности от времени при З. л. (закон З. л.) существенно зависит от механизма процесса люминесценции и может служить одним из признаков для его определения. См. *Люминесценция*.

ЗАТЯГИВАНИЕ частоты — явление, наблюдаемое в автоколебательных системах с несколькими степенями свободы и заключающееся в сохранении частоты автоколебаний при изменении параметров системы, ставших более благоприятными для самовозбуждения автоколебаний на иной частоте. З. может наступить в таких автоколебат. системах (см. *Автоколебания*), в к-рых одновременно выполняются условия самовозбуждения для неск. видов колебаний с разными частотами, но могут существовать с конечной амплитудой только автоколебания одной частоты, напр. в нек-рых многоконтурных *ламповых генераторах*, *магнетронах* и т. п.

На рис. 1 показана схема двухконтурного лампового генератора; n_1 и n_2 — парциальные частоты обоих контуров. На рис. 2, *б* приведена зависимость отношения частоты генерируемых колебаний ω к n_1 от взаимной расстройки контуров n_2/n_1 при сильной связи между контурами (коэфф. связи превышает некоторое критич. ее значение). Условия самовозбуждения зависят от величины потерь в системе, которые можно характеризовать эквивалентным сопротивлением $R_{экв}$. Условия самовозбуждения выполняются при $R_{экв} \geq R_{экв\ мин}$.

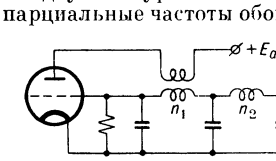


Рис. 1. Двухконтурный ламповый генератор.

В частности, если перестраивать второй контур, увеличивая его парциальную частоту n_2, начиная от таких n_2, для к-рых $n_2/n_1 < a$ (рис. 2, *б*), то вначале будет генерироваться верхняя частота автоколебаний ω_2, близкая к n_1 (причем $\omega_2 > n_1$), слегка увеличивающаяся с ростом n_2; условия самовозбуждения вначале будут выполняться только для этой частоты ω_2 (на рис. 2, *а* $R_{2\text{экв}} > R_{\text{мин}}$, а $R_{1\text{экв}} < R_{\text{мин}}$). Но как только n_2 пройдет значение, соответствующее точке $n_2/n_1 = a$ (рис. 2, *б*), и попадет в область, охватываемую петлей З., то одновременно станут выполняться условия самовозбуждения как для верхней ω_2, так и для нижней ω_1 ($\omega_1 < n_1$) частот автоколебаний (на рис. 2, *а* $R_{2\text{экв}} > R_{\text{мин}}$ и $R_{1\text{экв}} > R_{\text{мин}}$). Однако, пока $n_2 < n_1$, условия самовозбуждения ω_2 более благоприятны, чем ω_1 (это характеризуется тем, что на рис. 2, *а* $R_{2\text{экв}} > R_{1\text{экв}}$), и если колебания в генераторе погасить, а затем снова дать им возбудиться, то опять установятся колебания с той же частотой ω_2. При дальнейшем увеличении n_2 ($n_2 > n_1$) условия самовозбуждения становятся более благоприятными для частоты ω_1 (на рис. 2, *а* $R_{1\text{экв}} > R_{2\text{экв}}$), но по-прежнему генерируется частота ω_2, коль скоро уже существуют колебания на этой частоте. Для поддержания установившихся автоколебаний необходима лишь компенсация потерь энергии в каждом периоде колебаний. Такую точную компенсацию обеспечивает обратная связь в режиме установившихся автоколебаний. Для возникновения и развития колебаний нужен излишек энергии для увеличения их интенсивности в каждом последующем периоде; этот излишек, необходимый для появления колебаний с частотой ω_1, отсутствует. Если же колебания частоты ω_2 сорвать и вновь возбудить, то установится др. частота ω_1. В точке *б* (рис. 2,*б*) колебания частоты ω_2 самостоятельно, скачком, переходят в колебания частоты ω_1, т. к. здесь перестают выполняться условия существования колебаний с частотой ω_2. Изменяя n_2 в обратном направлении, от больших значений к малым, можно осуществить З. частоты ω_1 в область $a < (n_2/n_1) < 1$. При дальнейшем уменьшении частоты n_2 второго контура, в точке *а* (рис. 2, *б*) произойдет обратный перескок частоты автоколебаний от ω_1 к ω_2 и замкнется, тем самым, петля З.

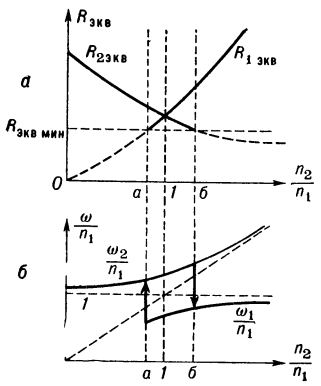


Рис. 2. Зависимость частоты генерируемых колебаний от взаимной расстройки контуров при сильной связи.

При нестабильности параметров многоконтурных ламповых генераторов радиопередатчиков или при глубокой амплитудной модуляции наличие З. может вызвать нежелательные скачкообразные изменения частоты и всего режима генератора. Исключить З. можно уменьшением связи между контурами. Полезную роль З. играет в нек-рых схемах кварцевой стабилизации частоты.

Лит.: 1) Теодорчик К. Ф., Автоколебательные системы, 3 изд., М.—Л., 1952, § 14, 18; 2) Дробов С. А., Радиопередающие устройства, [2 изд.], М., 1951, гл. 6, § 6.

М. Д. Карасев.

ЗАХВАТЫВАНИЕ ЧАСТОТЫ (принудительная синхронизация автоколебаний) — явление, наблюдающееся в автоколебательных системах при воздействии на них внешней периодич. силы и заключающееся в том, что частота автоколебаний в определенном интервале настроек системы становится точно равной частоте воздействующей силы и перестает зависеть от параметров самой системы. З. ч. является общим свойством любых автоколебат. систем (механических, акустических и др.) и обусловлено наличием в них нелинейности.

Рассмотрим колебат. систему, в к-рой при отсутствии внешнего воздействия совершаются свободные автоколебания с угловой частотой ω_0. При воздействии на такую автоколебат. систему внешней силы с угловой частотой ω в системе возникают вынужденные колебания с той же частотой ω, к-рые в совокупности с автоколебаниями дают *биения*. Но эти биения отличаются от биений двух независимых колебаний; в случае независимых колебаний ω и ω_0 угловая частота биений Ω равна величине расстройки $\omega - \omega_0$ (пунктир на рис. 1). В случае же автоколебат. системы, находящейся под действием внешней силы, изменение частоты биений с расстройкой показано сплошной кривой (рис. 1).

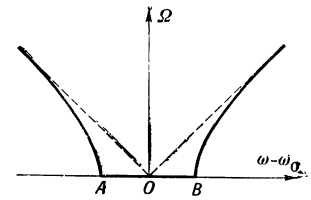


Рис. 1. Зависимость частоты биений от расстройки.

Биения отсутствуют ($\Omega = 0$) не только при $\omega - \omega_0 = 0$, но и в нек-рой области значений $\omega - \omega_0$ от A до B. Эта область наз. полосой затухания и внутри нее существует полный синхронизм между частотой внешней силы ω и частотой автоколебаний ω_0. Вне полосы З. ч. автоколебания также частично увлекаются внешней силой, что проявляется в уменьшении значений Ω вблизи границ полосы З. ч. Только при достаточно больших расстройках внешняя сила перестает оказывать влияние на частоту автоколебаний и сплошная кривая сливается с пунктиром. Ход изменения частоты автоколебаний ω' синхронизируемого генератора при изменении частоты внешней силы приведен на рис. 2.

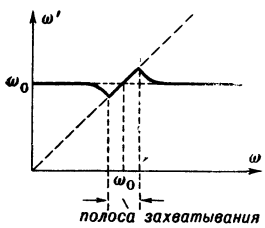


Рис. 2. Изменение частоты автоколебаний при изменении частоты внешнего воздействия.

Явление З. ч. связано с тем, что воздействующая периодич. сила, взаимодействуя за счет нелинейности систем с существующими в ней автоколебаниями, вызывает такое изменение условий пополнения запаса колебат. энергии (за счет источников постоянного тока), к-рое в определенном интервале частот эквивалентно изменению собственной частоты автоколебаний и поддерживает ее равной частоте внешнего воздействия. Этим объясняется то обстоятельство, что автоколебат. системы с малой нелинейностью, генерирующие колебания, близкие к гармоническим, обладают меньшей полосой З. ч., чем сильно нелинейные системы, генерирующие колебания, существенно отличающиеся от синусоидальных.

Приближенный количественный расчет З. ч. для автоколебат. системы, дающей почти гармонич. колебания и находящейся в мягком режиме (см. *Жесткий и мягкий режимы возбуждения*), сводится к анализу двух ур-ний:

$$\frac{dA}{dt} = -\left(\delta_0 + \frac{1}{4}\delta_2 A^2\right)A + \frac{P\cos\varphi}{2\omega}, \qquad (1)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\omega} - \frac{P\sin\varphi}{2\omega A}. \qquad (2)$$

Здесь A — амплитуда автоколебаний; $P = \omega_0^2 E$ — величина, пропорциональная амплитуде E внешней силы; φ — сдвиг фазы между автоколебаниями и внешней силой; δ_0 и δ_2 — коэфф., определяемые затуханием и нелинейной характери-

стикой генератора [1]. Ур-ние (1) описывает динамич. процесс установления амплитуды автоколебаний при наличии внешней силы, а ур-ние (2) — фазы; они не независимы. Полагая в ур-ниях (1) и (2) $A = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$, можно найти величины, характеризующие установившийся режим З. ч. Ур-ние (2) дает:

$$\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\omega_0^2} \approx \frac{E}{2A} \sin\varphi. \qquad (3)$$

При малых расстройках $\Delta\omega$, когда $\Delta\omega = (\omega - \omega_0) \ll \omega_0$, справедливо приближенное равенство:

$$\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\omega_0^2} \approx \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$$

и ур-ние (3) может быть записано приближенно:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{E}{2A} \sin\varphi.$$

Наибольшая абсолютная величина расстройки $\Delta\omega$, при к-рой еще сохраняется З. ч., очевидно, $\approx \frac{E}{2A}\omega_0$, и относит. полоса З. ч. $2\Delta\omega/\omega_0$ выражается ф-лой:

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{E}{A}. \qquad (4)$$

Пользуясь ф-лой (4), можно определять E по измеренным $\Delta\omega$ и A. Это положено в основу некоторых методов измерения напряженности поля излучения радиостанций или давления звукового поля в заданном месте пространства. «Резонансные» кривые захваченных автоколебаний при разных E изображены на рис. 3. Амплитуда свободных автоколебаний:

$$A_0 = 2\sqrt{|\delta_0|/\delta_2}, \qquad (5)$$

что следует из (1) при $P = 0$. Пунктиром на рис. 3 показано изменение A^2 при биениях вне полосы З. ч.

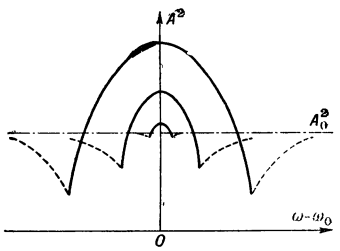


Рис. 3. «Резонансные» кривые захваченных колебаний.

По-разному происходит переход от биений к З. ч. с уменьшением расстройки при «слабых» и при «сильных» внешних воздействиях. В первом случае получается изменение частоты автоколебаний, частота биений уменьшается до нуля (рис. 1). Во втором случае наблюдается гашение автоколебаний, глубина модуляции уменьшается до нуля при конечной частоте биений. При жестком режиме генератора явление З. ч. усложняется скачками амплитуды на границах полосы З. ч. и петлями *затягивания* вследствие необратимости процесса синхронизации. З. ч. может наступить также и при соотношении частот, близком к дробно-рациональному: $\omega \approx (n/m)\,\omega_0$, где m и n — малые целые числа. При частоте внешней силы, близкой к n-й гармонике ($m = 1$) частоты генератора, относит. полоса З. ч. определяется ф-лой:

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{nU_nI_n}{U_1I_1}, \qquad (6)$$

где U_1, I_1, U_n, I_n — амплитуды напряжения и тока первой и n-й гармоники в колебат. контуре генератора [3]. При дробном соотношении частот полоса быстро сужается с ростом m. Так, при одинаковой амплитуде внешнего воздействия полоса З. ч. на третьей гармонике ($n/m = 3$) может оказаться в сотни раз меньше полосы З. ч. на третьей субгармонике ($n/m = {}^1/_3$). З. ч. наблюдается и тогда, когда внешняя сила — не периодическая, а состоит из колебаний с неск. частотами, если при этом частота системы близка к одной из частот внешней силы или их комбинационных частот.

Особенно легко происходит З. ч. *генераторов релаксационных колебаний.*

В схеме тиратронного *генератора пилообразного напряжения* области З. ч. определяются соотношением:

$$|\tau_c - \tau_0| \leqslant a. \qquad (7)$$

Здесь $\tau_c = NT$ означает период синхронизованных релаксационных колебаний при З. ч., равный N-кратному периоду ($T = 2\pi/\omega$) внешнего воздействия; τ_0 — период свободных колебаний релаксационного генератора; a — величина, пропорциональная амплитуде внешнего воздействия (1). Области синхронизации для каждого N не перекрываются между собой, с ростом амплитуды внешней силы они пропорционально расширяются в сторону уменьшения периода синхронизованных колебаний (рис. 4). Поэтому при увеличении внешней силы З. ч. может скачком переходить из областей с бо́льшими N в области с меньшими N, проходя также и через области с дробнорациональными значениями $N = p/q$, соответствующими групповой синхронизации, когда группа из p неодинаковых релаксационных колебаний точно повторяется с периодом, равным q периодам внешней силы.

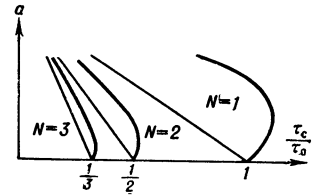


Рис. 4. Области кратной синхронизации релаксационных колебаний при $N = 1,2,3$.

В радиотехнике З. ч. широко применяется для стабилизации колебаний передатчиков, гетеродинов, генераторов развертки и т. п.

Лит.: 1) Теодорчик К. Ф., Автоколебательные системы, 3 изд., М.—Л., 1952; 2) Мандельштам Л. И., Полное собрание трудов, т. 3, М., 1950, с. 133; 3) Сифоров В. И., «Радиотехника», 1946, т. 1, № 5, с. 3—17.

М. Д. Карасев.

ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ. Ионизирующие излучения (α-, β-, γ-лучи, рентгеновское и нейтронное излучение), испускаемые радиоактивными веществами и возникающие при работе ядерных реакторов, ускорителей и т. п., представляют большую опасность для здоровья человека. Поэтому всегда предпринимаются необходимые меры, обеспечивающие З. от и. и. как персонала, работающего на установках, так и окружающего населения (см. также *Защита ядерного реактора*).

По воздействию на человека все источники излучения можно разделить на две группы: 1) Закрытые источники — рентгеновские установки, ускорители, реакторы, закрытые радиоактивные препараты. Человек подвергается облучению только во время нахождения в опасной зоне вблизи самих источников. 2) Открытые источники — радиоактивные вещества, распределенные в среде (напр., в воде, в воздухе) или находящиеся на поверхности предметов, с к-рыми соприкасается персонал. Действие этих источников связано с попаданием радиоактивного вещества внутрь организма и, естественно, не может быть прекращено с удалением человека из опасной зоны. Задача З. от и. и. заключается в применении специальных устройств и оборудования, снижающих уровень излучения на месте нахождения персонала до предельно допустимой дозы (ПДД).

Для З. от и. и. закрытых источников пользуются слоями вещества (наз. часто просто «защитой»), при прохождении через к-рые интенсивность излучения снижается в результате взаимодействия с веществом. К наиболее проникающим видам излучения относятся γ-лучи и нейтроны. Для них, а также для рентгеновских лучей, справедлив закон экспоненциального (или приблизительно экспоненциального) ослабления излучения с толщиной защиты:

$$I = I_0 \exp(-x/l), \qquad (1)$$

где I и I_0 — дозы излучения, создаваемые в месте объекта с защитой и без нее, x — толщина защиты, l — постоянная — толщина материала, ослабляющая излучение в e раз.

В принципе материалом защиты может служить любое вещество. Выбор определяется габаритными и весовыми условиями, доступностью материала и его стоимостью.

Существует 2 типа защиты: теневая и сплошная. При устройстве теневой защиты пользуются

гл. обр. рассеивающими свойствами вещества. Теневая защита закрывает телесный угол, под к-рым виден объект из источника, и защищает объект от попадания прямого пучка. В случае изотропного рассеяния для получения наибольшей эффективности теневую защиту необходимо размещать посредине между источником и объектом. Теневая защита обладает малыми размерами и весом и весьма выгодна. Однако ее применение ограничивается источниками излучения не слишком больших размеров. В случае интенсивных источников (ядерные реакторы, ускорители и т. п.) в пространство, защищенное от прямого пучка, будет попадать заметное количество излучения, рассеянного стенами помещения и окружающими предметами или даже просто воздухом. Поэтому нецелесообразно устраивать теневую защиту, рассчитанную на ослабление прямого пучка в 10^2—10^3 раз и больше.

Сплошная защита основана на принципе поглощения излучения. Как правило, она окружает источник излучения, реже объект или место, к-рое необходимо защищать. Целесообразно пользоваться наиболее плотным материалом из числа тех, к-рые пригодны для ослабления данного вида излучения. Это определяется простыми геометрич. соображениями. Количество вещества, через к-рое проходит излучение до выхода из защитной сферы, пропорционально Rd (где d — плотность вещества и R — радиус среды). Если $Rd = \text{const}$, то объем сферы пропорционален d^{-3}, а масса вещества — пропорциональна d^{-2}.

Толщина защиты, к-рая требуется для получения необходимой степени ослабления, определяется количественными данными о физич. процессах взаимодействия излучения с веществом (см. *Излучения*, действие на вещество). Соответствующие параметры взаимодействия, характерные для данного вещества и данного сорта излучения (эффективные сечения, коэффициенты поглощения и т. п.), можно найти в таблицах или графиках [1, 2, 3]. Ниже приводятся характеристики нек-рых наиболее употребительных защитных материалов. В качестве основного параметра для рентгеновского, нейтронного и γ-излучения принимается величина l_{10}, толщина слоя вещества (нормальной плотности), необходимая для ослабления излучения в 10 раз ($l_{10} = l/\lg_{10} e = l/0{,}434$).

Рентгеновское и гамма-излучения. Поглощение рентгеновских лучей и γ-лучей происходит в основном в результате Комптона явления, фотоэффекта и образования пар (см. *Прохождение гамма-лучей через вещество*). В табл. 1 приведены толщины свинца, необходимые для защиты от рентгеновских лучей разных энергий, при токе 1 *ма* на расстоянии 1 *м* от трубки.

Таблица 1

Напряжение (*кэв*)	75	100	150	200	300	500	800
Толщина (*см*) l_{10}	0,1	0,15	0,25	0,4	1,0	3,2	6,8

В табл. 2 приводятся значения l_{10} (в *см*) для нек-рых материалов, относящиеся к проникающему γ-излучению с энергией порядка 3 и 6 *Мэв*.

Таблица 2

Вещество \ Энергия	3 *Мэв*	6 *Мэв*
Вода	58	83
Бетон (плотность 2,3)	27,4	37,2
Железо	8,2	9,6
Свинец	4,9	4,6 *

* Уменьшение по сравнению со значением для 3 *Мэв* объясняется увеличением поглощения за счет образования пар.

Расчет требуемой толщины защиты несколько осложняется тем обстоятельством, что при Комптон-эффекте происходит неполное поглощение квантов. В результате появления рассеянных вторичных квантов излучение ослабляется несколько медленнее, чем по экспоненциальному закону.

Формально эффект вторичного излучения учитывается т. н. фактором накопления $B(x)$. При этом вместо соотношения (1) имеем:

$$I = I_0 B(x) \exp(x/l). \qquad (2)$$

Величина $B(x)$ зависит от энергии кванта $h\nu$, материала и геометрии защиты. При малых толщинах защиты величину $B(x)$ можно принимать ≈ 1. С увеличением x величина $B(x)$ увеличивается. При очень больших толщинах (имеющих практич. значение) этот фактор может доходить до величины порядка 10.

Тепловые нейтроны. Наиболее употребительными поглотителями тепловых нейтронов, обладающими большим сечением захвата, являются бор и кадмий. Могут применяться и другие вещества. Соответствующие значения l_{10} приводятся в табл. 3.

Таблица 3

Вещество	Cd	B	Li	Fe	Вода
l_{10} *см*	0,02	0,023	0,8	3,4	6,7

При расчете защиты необходимо учитывать вторичное излучение, возникающее в результате захвата нейтронов. В большинстве случаев это жесткие γ-кванты и поэтому необходимо предусматривать дополнительную защиту от них. В этом смысле более выгодно применять бор или литий, к-рые практически не дают вторичного γ-излучения.

Быстрые нейтроны. Веществ с достаточно большим сечением поглощения для быстрых нейтронов не существует, поэтому их предварительно необходимо замедлять. Замедлителем может служить вода, графит и т. п. Для лучшего замедления нейтронов с энергией ~1 *Мэв* и выше целесообразно в состав защиты включать вещества с большим атомным весом, к-рые обладают сильным эффектом неупругого рассеяния. Одновременно эти вещества могут служить поглотителями вторичного γ-излучения. Применяются железо-водные, железо-свинцовые смеси.

Часто из конструкционных соображений защиту делают из бетона различных марок. Особенно выгоден тяжелый бетон, содержащий в качестве заполнителя железо или железную руду. В таблице 4 приводятся приближенные значения l_{10} для нек-рых материалов для быстрых нейтронов с энергией ~2 *Мэв*.

Таблица 4

Вещество	Бетон (плотность 2,3)	Вода	Тяжелый бетон (плотность 4,3)
l_{10}	25	20	12

α- и β-излучения. Благодаря наличию заряда α- и β-частицы интенсивно взаимодействуют со средой и быстро теряют свою энергию (см. *Прохождение заряженных частиц через вещество*). Пробеги β-частиц и особенно α-частиц в веществе весьма малы. Поэтому создание защиты от этих видов излучения не представляет никаких трудностей. Достаточно, напр., нескольких *мм* свинца для защиты от β-частиц с энергией порядка нескольких *Мэв*. Что касается α-частиц, то последние обычно даже не проходят через оболочку закрытых препаратов.

З. от и. и. в случае открытых источников состоит гл. обр. в принятии мер к снижению ниже ПДД концентрации радиоактивных веществ в воздухе, воде,

на поверхностях предметов, с к-рыми может соприкасаться персонал. Если радиоактивные вещества (в виде газов и аэрозолей) могут проникать внутрь обслуживаемого помещения, то оно оборудуется проточно-вытяжной вентиляцией с достаточной кратностью обмена. Загрязненные радиоактивными веществами поверхности тщательно обмываются. В тех случаях, когда все же не удается достичь ПДД, персонал должен применять защитные костюмы, респираторы и пр.

Радиоактивный воздух из помещений выбрасывается наружу через трубу. Высота трубы должна быть достаточной для того, чтобы концентрация радиоактивных веществ у земной поверхности была существенно ниже ПДД. Обмывочные или другие сточные воды с радиоактивными загрязнениями выдерживаются нек-рое время в резервуарах для уменьшения их активности (за счет распада радиоактивных атомов). Если этого недостаточно, то они перед сбросом в открытые водоемы проходят через систему очистки. С помощью этих мер добиваются того, чтобы концентрация радиоактивных веществ в открытом водоеме была меньше (или равна) ПДД.

Лит.: 1) Защита ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1958; 2) Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, 2 изд., М., 1957; 3) Биберталь А. В., Маргулис У. Я., Воробьев Е. И., Защита от рентгеновских и гамма-лучей, М., 1955. *О. Д Казачковский.*

ЗАЩИТА ОТ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ — см. *Защита от ионизирующих излучений.*

ЗАЩИТА ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА — комплекс сооружений, снижающий интенсивность излучения, идущего из реактора, до предельно допустимой дозы (ПДД), безопасной для обслуживающего персонала, а также предохраняющий оборудование и материалы от разрушения под действием излучения.

Конструкция и материалы защиты зависят от назначения реактора, его типа и мощности. Так, при создании стационарных ядерных энергетич. установок (напр., атомных электростанций) большое внимание уделяется стоимости защиты. Поэтому при создании защиты используют дешевые материалы, такие, как бетон, вода, песок и т. д. Для транспортных установок основной задачей проектировщика является создание защиты малых размеров и веса. В этом случае могут применяться более дорогие материалы, такие, как полиэтилен, карбид бора, гидриды нек-рых металлов, свинец и т. д.

Методика расчета З. я. р. сводится к трем основным задачам: а) определению активности всех источников излучения (активная зона реактора, коммуникация активного теплоносителя и т. д.); б) расчету необходимых толщин защитных материалов, снижающих излучение до ПДД; в) расчету тепловыделения в защите, возникающего в результате поглощения γ-лучей и нейтронов.

При решении этих задач возникают трудности, связанные, во-первых, с большим числом различных источников излучения, каждый из к-рых имеет разную интенсивность и сложный энергетич. спектр, во-вторых, со сложностью явлений, возникающих при взаимодействии излучения с большими массами вещества и включающих в себя процессы многократного рассеяния, отражения на границах раздела сред, возмущение, вносимое неоднородностью среды, и т. д., в-третьих, с чрезвычайно большим кругом инженерных задач, возникающих при практич. создании защиты от излучения.

При работе ядерного реактора из активной зоны последнего выходят потоки, соответствующие 10—100 миллиардам ПДД по γ-лучам и нейтронам. Следовательно, для З. я. р. от излучения необходимо создание комбинированной защиты, ослабляющей как γ-лучи, так и нейтроны. Наибольшей проникающей способностью обладают нейтроны больших энергий, поскольку чем выше энергия нейтронов, тем меньше их сечение взаимодействия с веществом. Поэтому необходимо сначала замедлить быстрые нейтроны до небольших энергий, при к-рых они поглощаются в материале защиты. При этом может возникать жесткое захватное γ-излучение, к-рое также необходимо учитывать при создании защиты. Для уменьшения захватного излучения в защиту добавляют вещества, к-рые при поглощении нейтронов образуют либо заряженные частицы, либо мягкое захватное γ-излучение. К таким веществам относятся литий и бор (см. также *Защита от ионизирующих излучений*).

Наилучшим замедлителем нейтронов является водород и элементы с малыми атомными весами. В защите водород обычно используется в виде соединений, таких, как вода, парафин, полиэтилен и нек-рые гидриды металлов. Одним из наиболее часто употребляемых защитных водородсодержащих материалов является бетон, к-рый может содержать различные заполнители (железо, бор и т. д.), имеет удельный вес в пределах 1—6 $г/см^3$ и является хорошим строительным материалом. В тех случаях, когда из-за больших температур невозможно выполнить защиту из водородсодержащих материалов, применяют такие материалы, как карбид бора (B_4C), графит, графит, спрессованный с бором, бораль — спек 30—50% карбида бора по весу с алюминием.

Для защиты от γ-излучения лучшими материалами являются вещества с большим атомным номером Z (чем больше Z, тем сильнее поглощение γ-лучей в веществе из-за увеличения фотоэффекта и образования пар). К таким веществам относятся вольфрам, свинец и уран. Иногда применяются сплавы на основе вольфрама. Бетон, в свою очередь, также ослабляет γ-излучение. Однако только бетон с железным заполнителем будет одинаково эффективно ослаблять как нейтроны, так и γ-лучи. В природе не существует элемента, одинаково хорошо ослабляющего как нейтроны, так и γ-лучи. Поэтому защита должна состоять из комбинаций веществ с малым и большим атомными весами.

Конструкционным материалом в защите обычно служит сталь, к-рая одновременно выполняет роль защиты как от γ-лучей, так и от нейтронов. С целью уменьшения захватного γ-излучения из стали в нее добавляют бор. Такая бористая сталь с тремя процентами бора по весу уменьшает захватное γ-излучение (в случае тепловых нейтронов) в 50 раз.

Создание защиты не ограничивается только выбором подходящих материалов, но включает также их рациональную компоновку. Для создания защиты малого веса и размеров (транспортные установки) желательно слой тяжелого компонента (с большим атомным весом) помещать как можно ближе к реактору. Однако образование вторичного захватного γ-излучения в этом слое и за ним препятствует этому. Минимальный вес защиты может быть достигнут при оптимальном расположении слоя или нескольких слоев тяжелого компонента.

Использование частичной или неполной З. я. р. в тех местах, где доступ к установке отсутствует или ограничен, напр. З. я. р. на судне в сторону дна или борта, также позволяет уменьшить вес и размеры защиты. При этом частичная защита должна обеспечивать отсутствие попадания рассеянного излучения в обслуживаемые помещения и предотвращать возможность активации конструкций нейтронами.

Энергия нейтронов и γ-лучей, попадающих из реактора в первый слой защиты, превращается в тепло. Возникающие из-за этого термич. напряжения способны разрушить материал защиты (напр., бетон с плохой теплопроводностью). Для предотвращения этого явления перед основной (биологической) защи-

той устанавливается дополнительная тепловая защита, поглощающая большую часть тепла.

При создании защиты необходимо также учитывать все потенциальные источники излучения, напр. щели, каналы, активный теплоноситель и его коммуникации, источники рассеянного излучения и т. д. Кроме того, при выборе материалов защиты необходимо учитывать их радиационную стойкость, возможное газовыделение, механич. прочность и т. д. Заранее невозможно полностью учесть все факторы, влияющие на качество защиты. Поэтому во многих случаях исследование защиты осуществляется экспериментально, а окончательная ее проверка производится или на натурной модели или на реальной установке.

Лит.: 1) Защита ядерных реакторов, пер. с англ., под ред. С. Г. Цыпина, М., 1958 (Материалы Комис. по атомной энергии США); 2) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 44, B. [u. a.], 1959. *С. Г. Цыпин.*

ЗВЕЗДНАЯ АСТРОНОМИЯ — раздел астрономии, посвященный изучению строения, кинематики, динамики и развития звездных систем. Под звездными системами подразумеваются не только изолированные ансамбли звезд (двойные и кратные системы, звездные ассоциации, звездные скопления, звездные облака, галактики), но и их совокупности. При звездноастрономич. исследованиях широко применяются законы математич. статистики и статистич. механики, методы астрофизики и астрометрии, а также нек-рые специфич. методы. До последнего времени осн. задача З. а. заключалась в изучении закономерностей распределения звезд в пространстве и движения звезд и диффузного вещества. В связи с ростом информации о природе звезд и туманностей и вскрытием связей между морфологич. особенностями космических тел и их происхождением появилась возможность исследовать нек-рые вопросы, связанные с развитием звездных систем и элементов их состава; этими проблемами также занимается З. а.

Одной из основных задач З. а. является определение расстояний до звезд, осуществляемое как прямыми методами (тригонометрич. *параллаксы*), так и косвенными (спектр. параллаксы, вековые параллаксы, фотометрич. оценки расстояний). Прямые определения возможны для сравнит. ограниченного числа близких звезд, но они совершенно необходимы для «калибровки» всех остальных методов. В результате определения расстояний до звезд появилась возможность по видимым *звездным величинам* находить абсолютные звездные величины (светимости) звезд, а затем и др. их физич. характеристики. Оказалось, что, несмотря на исключительное разнообразие звезд, существуют вполне определенные соотношения между различными их характеристиками. Наибольшее значение имеет т. н. диаграмма спектр-светимость (диаграмма Герцшпрунга—Рёсселла), в к-рой устанавливается соотношение между светимостями звезд и их спектральными классами (т. е. в конечном счете — темп-рами их поверхностей; см. *Спектр—светимость диаграмма*). Изучение этой диаграммы звездных состояний привело к обнаружению на ней многочисленных последовательностей, отражающих как пути развития звезд, так и следствия физич. условий в период их формирования (начальных условий).

Не менее существенными в З. а. являются подсчеты числа звезд различной видимой звездной величины на площадках небесной сферы, расположенных на разных угловых расстояниях от гл. плоскости Галактики, а также определение спектра (или цвета) этих звезд. Первые достоверные результаты, основанные на звездностатистич. исследованиях, были получены русским астрономом В. Я. Струве (1847), обнаружившим реальное сгущение звезд к плоскости Млечного Пути. Статистич. подсчеты, получившие особое развитие уже в 20 в. в связи с работами голл. астронома Я. Каптейна, позволили надежно определять плотность распределения звезд в пространстве. При таких исследованиях особое значение имеет правильный учет поглощения света в межзвездном пространстве, надежные методы учета к-рого были разработаны в 1940 сов. астрономом П. П. Паренаго.

Важной задачей З. а. является изучение закономерностей звездных движений. Первоначально движение Солнца относительно ближайших звезд было обнаружено в 1783 англ. астрономом В. Гершелем и франц. астрономом П. Прево на основе очень бедного материала. В дальнейшем методы определения движения Солнца были усовершенствованы, а в 1859 М. А. Ковальский разработал метод исследования вращения Галактики на основе анализа *собственных движений звезд*. В конце 19 в. начали широко применяться методы определения лучевых скоростей звезд по смещению линий в их спектрах вследствие эффекта Доплера. Лучевые скорости звезд, в противоположность их собственным движениям, определяются с точностью, не зависящей от расстояния; это позволяет определять движения очень далеких объектов. Анализ закономерностей лучевых скоростей привел к обнаружению вращения Галактики. В 1927 была построена теория этого вращения (голл. астроном Я. Оорт, шведск. астроном Б. Линблад). В дальнейшем оказалось, что звезды разного происхождения имеют различные законы обращения вокруг центра Галактики.

Исследование законов распределения и кинематики звезд в связи с их морфологич. особенностями в нашей Галактике, Магеллановых Облаках, шаровых звездных скоплениях, в Большой Туманности Андромеды и др. звездных системах приводит к важным космогонич. выводам относительно тесной связи морфологических особенностей звезд со средой, породившей их.

Во 2-й четверти 20 в. получила развитие динамика звездных систем, рассматривающая свойства движения звезд в общем галактическом гравитац. поле. Было установлено, что это движение осуществляется под действием сил двух родов — регулярных, связанных с общим полем галактики, и иррегулярных, связанных с сближениями звезд друг с другом. Применение методов статистич. механики дало возможность оценить возраст нек-рых ансамблей звезд. В 1947 сов. астроном В. А. Амбарцумян обнаружил *звездные ассоциации*.

З. а. рассматривает также закономерности совокупности галактик, называемой *метагалактикой*. Отдельные галактики образуют кратные системы, скопления и облака, состоящие из объектов разных типов. Это свидетельствует о том, что разнообразие в мире галактик является не только следствием эволюции, но гл. обр. отражает начальные условия их зарождения. Наличие кратных систем галактик с положительной энергией свидетельствует об относительной молодости нек-рых из них и о продолжающемся процессе формирования галактик и их облаков.

З. а. достигла значит. успехов в связи с развитием новых методов наблюдений (особенно методов *радиоастрономии*).

Лит.: 1) Амбарцумян В. А., Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, 1947; 2) Кукаркин Б. В., Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, М.—Л.,1949; 3) Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, 3 изд., М., 1954; 4) Бок Б. Дж. и Бок П. Ф., Млечный путь, пер. с англ., М., 1959; 5) Зонн В., Рудницкий К., Звездная астрономия, пер. с польск., М., 1959; Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 53, B. — [u. a.], 1959. *Б. В. Кукаркин.*

ЗВЕЗДНАЯ ВЕЛИЧИНА — мера, характеризующая блеск небесного светила, т. е. освещенность, к-рую оно создает в пункте наблюдения на плоскости, перпендикулярной падающим лучам. Между З. в. m

и блеском (освещенностью) E существует зависимость:

$$m = -2{,}5 \lg E + a;$$

при измерении E в международных люксах $a = -14{,}2$ (З. в. источника света, создающего освещенность в 1 *люкс*).

Определение З. в. небесных светил из сравнения их с земными источниками света сопряжено с трудностями, обусловленными необходимостью учитывать поглощение света небесного светила в земной атмосфере, зависящее от метеорологич. условий, а также от зенитного расстояния светила. Поэтому на практике З. в. определяются обычно относительно др. небесных объектов, блеск к-рых известен из предыдущих измерений (измеренные З. в. публикуются в спец. каталогах) и расположенных на небесной сфере вблизи исследуемого светила. При измерениях пользуются ур-нием (формула Погсона):

$$m_2 - m_1 = 2.5 \lg E_1/E_2,$$

в к-ром индексы 1 и 2 соответствуют исследуемому объекту и звезде сравнения.

Измеряя блеск небесных светил с помощью приемников радиации, обладающих различной спектральной чувствительностью, получают З. в. в разных фотометрич. шкалах. Наблюдения непосредственно глазом приводят к визуальным З. в. Путем фотографирования на фотопластинках (пленках), не очувствленных к желтым и красным лучам, получают фотографические З. в. Фотовизуальными З. в. называют величины, полученные фотографированием светил на фотопластинки с ортохроматич. или панхроматич. эмульсией через желтый светофильтр; такие З. в. близки по значению к визуальным. Фотокрасные З. в. определяют в красном участке спектра. Радиометрические З. в. измеряют с помощью неселективных приемников радиации.

Шкала болометрических З. в., определяемых также с помощью неселективных приемников радиации, отличается от шкалы радиометрических З. в. положением нуль-пункта; кроме того, при определении болометрич. З. в. вводятся поправки, учитывающие поглощение радиации в земной атмосфере и в приборе. Фотоэлектрические З. в. определяются фотоэлементами; однако единая шкала для таких З. в. еще не установлена.

Разность между З. в., определенными в разных фотометрич. шкалах, зависит от распределения энергии в спектре светила, что позволяет пользоваться этой разностью как численной характеристикой цвета светила; наиболее употребительны т. н. *показатели цвета*, равные разности между фотографич. и визуальными З. в. Разность между визуальными и радиометрическими З. в. наз. показателем тепла.

Видимые З. в. характеризуют наблюдаемый с Земли блеск светила. Абсолютной З. в. называют З. в., к-рую имело бы светило, находясь на расстоянии 10 *парсек*.

Н. П. Ерпылев.

ЗВЕЗДНАЯ ДИНАМИКА — раздел *звездной астрономии*, изучающий динамику звездных систем, а также динамику скоплений *галактик*. Динамика звездной системы характеризуется, во-первых, движением т. н. центроидов — геометрич. центров совокупностей звезд, заполняющих замкнутые объемы, малые в сравнении с объемом всей системы, и, во-вторых, движением отдельных звезд относительно центроида. Скорости центроидов определяют скорости элементарных объемов системы; поле их скоростей выражает свойства непрерывности звездной системы. Скорости звезд по отношению к центроиду наз. остаточной скоростью. Силовое поле звездной системы слагается из регулярного поля, к-рое можно рассматривать как поле, создаваемое всей системой, если в ней сгладить распределение плотности материи, и иррегулярного поля, обусловленного дискретностью строения системы.

Рассматривают четыре основных состояния звездной системы: I. Нестационарное состояние (в этом состоянии находятся неправильные галактики типа Магеллановых Облаков и скопления галактик типа скопления в созвездии Девы).

II. Состояние стационарное в регулярном поле и нестационарное в иррегулярном поле (в этом состоянии находятся периферийные области спиральных галактик, в частности области, окружающие Солнце, возможно, некоторые шаровые звездные скопления, а также сферич. скопления галактик, напр. скопление в созвездии Волос Вероники). Переход в это состояние из нестационарного вызывается в основном регулярным полем и требует времени τ_1 порядка $\frac{1}{\sqrt{G\nu}}$ (G — постоянная тяготения, ν — средняя плотность вещества в системе). Система имеет ось и плоскость симметрии. Центроиды совершают круговые движения около оси симметрии. Выполняется соотношение $\frac{\overline{v_R^2}}{\overline{v_\theta^2}} = \frac{A-B}{-B}$, где v_R и v_θ, соответственно, радиальная и круговая компоненты остаточных скоростей звезд, расположенных близ плоскости симметрии системы, A и B — коэффициенты Оорта, равные, соответственно, $A = -\frac{1}{2} R\omega'(R)$ и $B = A - \omega(R)$, где R — расстояние до оси симметрии, ω — угловая скорость обращения центроида около оси симметрии. Значения A и B в окрестностях Солнца могут быть найдены из анализа лучевых скоростей и собственных движений звезд.

III. Состояние квазистационарное в иррегулярном поле для каждой точки (в этом состоянии, возможно, находятся области спиральных галактик, примыкающие к ядрам, некоторые эллиптич. галактики и некоторые шаровые звездные скопления). Оно достигается, когда в каждой точке системы сработают иррегулярные силы. Время перехода в это состояние τ_2 наз. временем релаксации системы и имеет порядок $\frac{N}{10\sqrt{G\nu}\ln\frac{N}{2}}$ (N — число звезд в системе). Выполняется соотношение

$$\overline{v_R^2} : \overline{v_\theta^2} : \overline{v_z^2} = (A-B) : -B : \sqrt{-B(A-B)}$$

(v_z — компонента остаточной скорости, параллельная оси симметрии системы).

IV. Состояние квазистационарное в целом, характеризующееся почти изотермичностью и вращением, близким вращению твердого тела (в этом состоянии находятся рассеянные скопления и, по-видимому, ядра спиральных галактик). Переход в него совершается иррегулярными силами, действующими как силы вязкости, выравнивающие угловые скорости, и как переносчик тепла. Время перехода τ_3 тем больше, чем больше c/v (c — средняя линейная скорость вращения в системе, v — средняя остаточная скорость в системе). Распределение остаточных скоростей — почти максвелловское.

Звездная система не может быть полностью стационарной, т. к. иррегулярные силы ведут к установлению максвелловского распределения остаточных скоростей, вследствие чего часть звезд приобретает скорость больше критической и уходит (диссипирует) из системы. Темп диссипации у невращающейся системы $\frac{dN}{dt} \approx 0{,}007 \frac{N}{\tau_2}$. Вращающиеся системы диссипируют немного медленнее. Длина свободного пробега в звездной системе на несколько порядков больше

размера системы. Существенной особенностью звездных систем является неаддитивность энергии. Это вызвано неаддитивностью потенциальной энергии самогравитации.

Основными уравнениями звездной динамики являются уравнение Больцмана (см. *Кинетическое уравнение Больцмана*) и уравнение Пуассона (см. *Пуассона уравнение*). Из уравнения Больцмана следует теорема Джинса: фазовая плотность есть ф-ция первых интегралов движения. У нестационарной системы имеется 6 первых интегралов движения. У стационарной системы их 5, в т. ч. интеграл энергии. Т. к. звездная система должна удовлетворять также и ур-нию Пуассона, то фазовая плотность не может зависеть от всех первых интегралов движения; некоторые из них оказываются бесконечнозначными и не могут участвовать в представлении фазовой плотности. В стационарной системе со сферич. симметрией фазовая плотность является ф-цией двух первых интегралов движения — энергии и полного углового момента. В стационарной системе с осевой симметрией фазовая плотность есть ф-ция интеграла энергии, интеграла площадей (по отношению к оси симметрии) и одного квазиинтеграла — такой комбинации координат и компонент скорости звезды, к-рая составляет величину, почти не изменяющуюся во времени.

Лит.: 1) Огородников К. Ф., Динамика звездных систем, М., 1958; 2) Чандрасекар С., Принципы звездной динамики, пер. с англ., М., 1948; 3) Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, 3 изд., М., 1954; 4) Зонн В. и Рудницкий К., Звездная астрономия, пер. с польск., М., 1959; 5) Smart W. M., Stellar dynamics, Camb., 1938; 6) Trumpler R. J., Weaver H. F., Statistical astronomy, Berkley—Los Angeles, 1953. *Т. А. Агекян.*

ЗВЕЗДНЫЕ АССОЦИАЦИИ — неустойчивые скопления звезд совместного происхождения. Понятие З. а. ввел в 1947 г. В. А. Амбарцумян, обративший внимание на то, что нек-рые горячие сверхгигантские звезды высокой светимости образуют группы, в к-рых плотность распределения в пространстве в несколько раз больше, чем в общем галактич. поле. Такие группы звезд были названы О-ассоциациями. Сходная же тенденция была обнаружена в пространств. распределении нек-рых звезд-карликов, напр. переменных звезд типа Т-Тельца. Такие группы звезд были названы Т-ассоциациями. Для многих ассоциаций характерно наличие в них систем из нескольких близких звезд (кратных звезд) с положительной полной энергией (т. е. неустойчивых, распадающихся со временем), к-рые принято называть «системами типа трапеции Ориона». Известно около тридцати О-ассоциаций и примерно такое же число Т-ассоциаций.

Исследования показывают, что ассоциации не могут удерживать входящие в них звезды в своем гравитационном поле, в связи с чем неизбежно их расширение и постепенное смешение со звездами общего галактического поля. Это позволяет, изучая состояние З. а. в современную эпоху, оценивать их возраст. По данным разных исследователей, возраст известных З. а. составляет 10^6—10^7 лет, что по крайней мере в 10^3 раз меньше, чем возраст обычных звезд типа нашего Солнца. Т. о. установлено, что в космич. шкале времени З. а. являются чрезвычайно молодыми образованиями, а это свидетельствует о продолжающемся процессе звездообразования в нашей Галактике. Такая же оценка возраста может быть произведена и в отношении входящих в З. а. кратных звездных систем типа трапеции Ориона; она привела к значениям 10^4—10^6 лет. З. а. обнаружены также и в др. галактиках (Большое и Малое Магеллановы Облака, Большая Туманность Андромеды и др.), что подтверждает предположение о продолжающемся в природе процессе группового образования звезд.

Проведенное в конце 50-х гг. исследование движений звезд в нек-рых О-ассоциациях подтверждает теоретич. вывод об их расширении; скорость этого расширения оценивается в несколько *км/сек*. Нек-рые ассоциации тесно связаны с мощными газо-пылевыми туманностями, что свидетельствует о генетич. связи между звездами и диффузным веществом. Однако характер этой связи пока неясен.

Среди звезд, входящих в ассоциации, имеется множество т. н. нестационарных звезд, еще не достигших устойчивого состояния. Для них характерны внезапные изменения излучения, появление непрерывной коротковолновой эмиссии и т. д. По-видимому, здесь имеет место формирование звезд, т. к. нестационарные процессы характерны для относит. ранней стадии в жизни звезды. В последнее время в некоторых ассоциациях обнаружены объекты, занимающие промежуточное положение между звездами и туманностями (т. н. объекты Хербига — Аро). Нек-рые нестационарные звезды находятся в вершинах расходящихся от них кометообразных туманностей, свечение к-рых подвержено значительным колебаниям. Размеры З. а. заключены в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен *парсек*.

Лит.: Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, 3 изд., М., 1954; Труды второго совещания по вопросам космогонии 19—22 мая 1952 г., М., 1953. *Б. В. Кукаркин.*

ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ — сравнительно тесные объединения звезд, в к-рых пространств. плотность распределения звезд во много раз превышает среднюю пространств. плотность распределения звезд в Галактике; эти объединения движутся в пространстве по отношению к окружающим их звездам как единое целое. З. с. не являются случайными флуктуациями в распределении звезд, а представляют собой группы звезд совместного происхождения. Различают 2 типа З. с. — рассеянные (или галактические, открытые, раскрытые) и шаровые.

Рассеянные З. с. встречаются преимущественно в плоскости Млечного Пути и относятся, как правило, к плоской составляющей нашей *Галактики*. Известно более 600 рассеянных З. с. По богатству звездами они весьма разнообразны и содержат от неск. десятков до многих тысяч звезд. Размеры рассеянных З. с. заключены в пределах от одного до 10—15 *парсек*. По составу входящих в скопления звезд тоже наблюдаются определенные различия. Имеются скопления, в к-рых присутствуют горячие сверхгиганты очень высокой светимости, в других же наиболее яркие звезды по своей светимости лишь немногим превосходят Солнце. Нет заметной связи между богатством скоплений звездами и физич. особенностями входящих в них звезд. По-видимому, богатство скоплений звездами в первую очередь связано с начальными условиями формирования, в то время как морфологич. особенности состава звезд в большей степени связаны с их возрастом.

Шаровые З. с. характеризуются значительно большими размерами и обилием звезд. Диаметры шаровых З. с. составляют десятки парсек, а количество входящих в них звезд исчисляется десятками и сотнями тысяч. Шаровые З. с. образуют в нашей Галактике сферич. систему с ярко выраженной концентрацией к галактич. ядру. Известно более 120 шаровых З. с. Состав звезд, входящих в шаровые З. с., весьма сходен с составом звезд сферич. составляющей нашей Галактики, хотя и имеются нек-рые различия в составе разных З. с. Установлено, что звезды, входящие в шаровые З. с., очень близки по своим характеристикам также и к звездам эллиптич. галактик. З. с. обнаружены и в др. галактиках. Изучение З. с. имеет большое значение для понимания вопросов звездной эволюции.

Лит.: Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, 3 изд., М., 1954; Handbuch der Physik, Bd 53, B. — [u. a.], 1959. *Б. В. Кукаркин.*

ЗВЕЗДЫ — самосветящиеся небесные тела, состоящие из раскаленных газов. Типичной рядовой звездой является Солнце; существуют З., размеры и светимость (полное количество энергии, излучаемой поверхностью З.) которых значительно больше, чем у Солнца (З.-гиганты) и, наоборот, меньше (З.-карлики). Важной характеристикой З. является б л е с к, к-рый определяется создаваемой звездой освещенностью на плоскости, расположенной в точке наблюдения и перпендикулярной к падающим лучам. Блеск З. измеряется в *звездных величинах*. Абс. звездная величина M связана с видимой звездной величиной m и расстоянием r (в парсеках) уравнением:

$$M = m + 5 - 5\lg r.$$

Это уравнение позволяет определять расстояния до З., сопоставляя их видимую звездную величину с абс. звездной величиной, определяемой из известных соотношений между последней и др. наблюдаемыми звездными характеристиками (см. *Параллакс*).

Сравнение звездных величин, определенных с помощью приемников радиации, обладающих различной спектр. чувствительностью, позволяет судить о распределении энергии в спектре З., а следовательно, и о ее цвете и температуре. Наиболее часто применяются разности между фотографич. и визуальной звездными величинами, наз. показателями цвета, и разности между радиометрич. и визуальной, наз. показателями тепла, к-рые позволяют определять *цветовую температуру* З. в предположении, что З. излучают, как *абсолютно черные тела*, и что влиянием линий и полос поглощения и излучения можно пренебречь.

Число З. большой светимости, видимых невооруженным глазом, непропорционально велико, т. к. они доступны наблюдениям на больших расстояниях. В действительности З. большой светимости в окрестностях Солнца встречаются гораздо реже, а З. малой светимости, вплоть до $M = +15$ — чаще, чем со светимостью, равной солнечной. В табл. 1 приведено количество З. разных абсолютных звездных величин (фотографических) в кубе пространства с ребром в 100 *парсек* в окрестностях Солнца (т. н. функция светимости).

Табл. 1. — Функция светимости (по П. П. Паренаго)

Абсолютная звездная величина	Количество звезд	Абсолютная звездная величина	Количество звезд
−6	0,013	+6	3 090
−4	0,45	+10	4 360
−2	5,6	+13	10 000
0	48	+15	11 000
+2	590	+17	7 410
+4	1550	+18	4 570

Основным методом исследования З. является изучение их с п е к т р о в. Принятая в астрофизике гарвардская спектральная классификация З. основана на оценках относит. интенсивности и вида нек-рых линий поглощения (т. е. определенной степени средней ионизации звездных атмосфер), но не на распределении яркости в непрерывном спектре З. Ок. 99% звездных спектров входят в один из описанных ниже классов, между к-рыми существует постепенный переход.

К л а с с О. Характерны линии однократно ионизованного гелия, дважды ионизованного кислорода. Линий металлов нет. Непрерывный фон распространяется далеко в ультрафиолетовую область. З. с яркими линиями в спектре наз. звездами Вольфа—Райе.

К л а с с В. Линия гелия, слабые линии водорода. Намечаются линии Н и К ионизованного кальция.

К л а с с А. Линии водорода достигают наибольшей интенсивности. Слабые линии Н и К ионизованного кальция и др. металлов.

К л а с с F. Линии водорода ослабевают, линии Н и К ионизованного кальция и металлов усиливаются. Появляется полоса G углеводорода.

К л а с с G. Полное развитие линий металлов. Наиболее интенсивны линии кальция.

К л а с с К. Линии кальция все еще сильны, но спектр определяется линиями металлов, полоса G интенсивна. Фиолетовый конец непрерывного спектра значительно слабее.

К л а с с М. Линии металлов заметны, но слабы. Интенсивны полосы поглощения окиси титана и других молекулярных соединений. Полоса G ослабевает. Очень слабый фиолетовый конец непрерывного спектра.

К л а с с ы R, N, S являются ответвлениями класса К; к ним относятся немногочисленные холодные звезды, темп-ра к-рых ниже 3000°; для их спектров характерны полосы поглощения молекул углерода, циана, окиси титана и циркония.

Спектральные классы О — А наз. ранними, К— М — поздними. Наряду с различиями в линиях поглощения имеется последовательное изменение положения максимума интенсивности непрерывного спектра (цвет З. меняется от голубого до красного). Физич. сущность гарвардской классификации заключается в том, что спектральные особенности З. в основном определяются темп-рой их поверхности, а не реальными различиями в химич. составе. Переход от одного спектр. класса к другому соответствует изменению, в основном, одного параметра — температуры. Соотношение между спектральным классом и темп-рой (по Койперу) дано в табл. 2.

Табл. 2. — Температура звезд различных спектральных классов (по Дж. Койперу)

	Спектр. класс	Температура (в абс. шкале)	Показатель цвета	Показатель тепла
	O5	50 000	−0,50	—
	B0	21 000	−0,30	+0,05
	B5	15 500	−0,40	+0,01
	A0	10 700	−0,15	0,00
	A5	8 500	0,00	+0,02
	F0	7 500	+0,12	+0,15
	F5	6 500	+0,24	+0,30
карлики	G0	6 000	+0,38	+0,32
	G5	5 400	+0,64	+0,39
	K0	4 800	+0,87	+0,55
	K5	3 900	+1,08	+1,10
	M0	3 600	+1,30	+1,40
	M5	3 000	+1,80	+3,6
гиганты	G0	5 200	+0,58	+0,47
	G5	4 600	+0,76	+0,65
	K0	4 200	+1,02	+0,90
	K5	3 500	+1,42	+1,57
	M0	3 400	+1,44	+1,86
	M5	2 800	+1,48	+3,6

В совр. спектр. классификации среди З., относящихся к одному и тому же спектр. классу, выделяются З., имеющие различные физич. характеристики. Наиболее велики различия между З.-гигантами и З.-карликами поздних классов. Первые обладают протяженными и разреженными оболочками, а вторые — тонкими и плотными. При одной и той же темп-ре процент ионизованных атомов к.-н. металла у гиганта больше, чем у карлика, из-за различия в плотности. Поскольку данный спектр. класс характеризуется нек-рой ср. ионизацией, З.-карлик всегда горячее, чем З.-гигант того же спектр. класса; более

высокая темп-ра З.-карлика в известном смысле компенсирует большую плотность ее атмосферы. Если бы компенсация эта была одинакова для всех элементов, то различать по спектру З.-карлики и З.-гиганты было бы невозможно. Но для нек-рых элементов, напр. стронция и кальция, ионизация быстрее растет с понижением плотности, чем с повышением темп-ры, и. т. о., она выше у гигантов, чем у карликов. Поэтому линии поглощения нейтральных стронция и кальция сильнее у карликов, чем у гигантов.

Различие в спектрах З. разных светимостей проявляется также в том, что в большинстве случаев спектр. линии широки и размыты у З.-карликов, узки и резки у З.-гигантов, что является следствием физич. состояния звездных атмосфер. В последние годы подобные различия обнаружены у З. почти всех спектр. классов; это позволяет по спектру определить абсолютную звездную величину и проводить классификацию З. по дополнительному параметру — классу светимости.

Детальные исследования звездных спектров позволяют определять, помимо химич. состава З., также и их разнообразные физич. характеристики: температуру (по распределению энергии в непрерывном спектре, по интенсивности спектр. линий), плотность (по интенсивностям спектр. линий), наличие электрич. и магнитных полей (по изменениям линий, обусловленным явлениями Штарка и Зеемана), осевое вращение (по расширениям линий вследствие эффекта Доплера, обусловленного различной скоростью «приближающейся» и «удаляющейся» половины диска З.), движение в пространстве (по смещению линий вследствие эффекта Доплера), наличие истечения вещества с поверхности З. (по появлению линий излучения) и др.

Диаграмма спектр — светимость, или диаграмма Герцшпрунга — Ресселла, построенная на основании данных наблюдений, является своеобразной диаграммой состояния З. (рис. 1), характеризующей их физич. свойства, строение и направление развития. На этой диаграмме основная масса З. располагается вдоль т. н. главной последовательности AB (к ней принадлежит и Солнце, отмеченное на диаграмме кружком), простирающейся слева направо от массивных горячих голубых З.-гигантов до самых холодных З.-карликов. Вправо вверх от главной последовательности расположена ветвь красных гигантов CD — холодных, разреженных З., радиусы к-рых больше солнечного в сотни и тысячи раз, а средние плотности порядка 10^{-6}—10^{-9} $г/см^3$. В левом нижнем углу диаграммы находятся белые карлики N — горячие сверхплотные З. малых размеров и малой светимости. Ср. плотности белых карликов огромны и достигают 10^4—10^5 $г/см^3$. Под главной последовательностью намечается последовательность субкарликов PQ, схожих по массам и радиусам со З. крайней правой части главной последовательности — красными карликами, но более горячих. Между главной последовательностью и красными гигантами расположена еще одна промежуточная группа З. — субгиганты M. Над главной последовательностью слева находятся сверхгиганты EF. Существуют и нек-рые другие последовательности на диаграмме спектр — светимость.

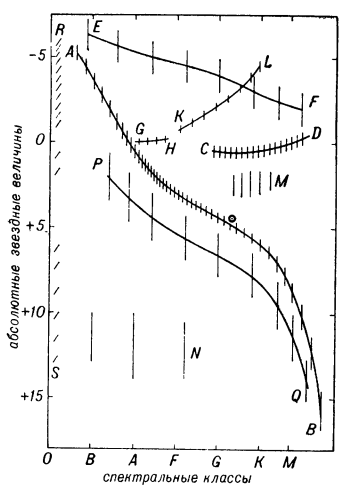


Рис. 1.

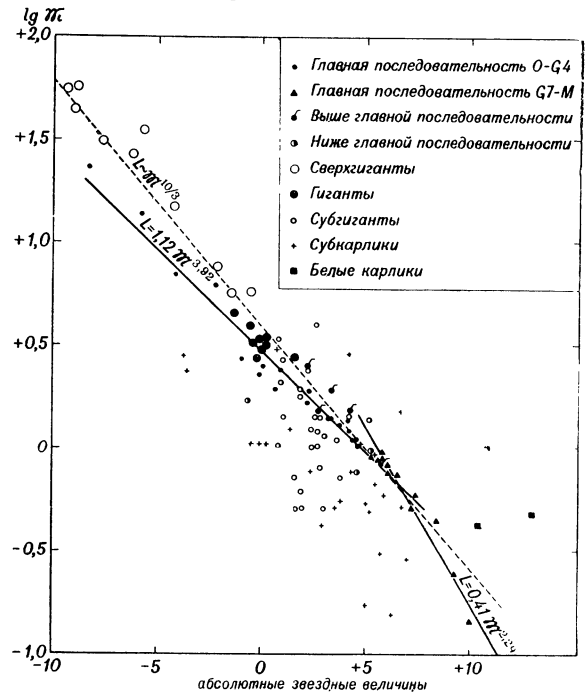


Рис. 2.

Каждая последовательность представляет собой физически однородную группу З., обладающую определенными свойствами. З. каждой последовательности подчиняются своим соотношениям между массой $\mathfrak{M}$ и светимостью L (и радиусом). Эти соотношения даны на рис. 2. Сама главная последовательность также делится на 2 группы (от класса O до G4 и от G7 до M), каждая из к-рых имеет свои закономерности. Диаграмма спектр — светимость играет важную роль при изучении физики З. Оказывается, достаточно выяснить принадлежность исследуемой З. к той или иной последовательности диаграммы (по ее спектральному классу и абс. звездной величине или светимости), т. е., иными словами, к определенной группе З., чтобы узнать и ряд ее физических характеристик (средних для этой группы З.): массу, размеры, осевое вращение, примерный возраст, внутр. строение. Физич. характеристики типичных З. различных последовательностей диаграммы спектр — светимость приведены в табл. 3.

З. часто встречаются в виде двойных, тройных и более (кратных) систем, компоненты к-рых обращаются вокруг общего центра масс (см. *Двойные звезды*). Вероятно, ок. $^1/_4$ всех звезд составляют двойные, а 10% от них — кратные системы. Двойные З. являются единственным источником определения масс З. (с помощью 3-го закона Кеплера по известному из наблюдений периоду обращения компонентов). Таким путем к наст. вр. определены массы 250 звезд. Для нек-рых типов двойных (затменных) З. по определенным из наблюдений элементам орбиты компонентов и из анализа кривых изменения блеска можно определить также и размеры З. Для тесных пар З. можно по взаимному приливному воздействию обоих компонентов судить также о распределении плотности в их недрах.

Табл. 3. — Физические характеристики типичных звезд

Звезды	Спектр. класс	Ср. плотность, в $г/см^3$	Светимость	Масса	Поперечник
			(в долях светимости, массы и поперечника Солнца)		
1. Сверхгиганты					
VV Кассиопеи А . .	B1	0,001	$2{,}7 \cdot 10^5$	57	34
ε Возничего А	F2	0,000002	$9{,}1 \cdot 10^4$	32	251
2. Гиганты					
Альдебаран	K5	0,00002	90	4	60
Арктур	K0	0,0003	100	8	30
Капелла	G0	0,002	150	4,2	12
3. Субгиганты					
WW Дракона А . .	G2	0,15	6,3	4,0	2,9
ζ Геркулеса А	G0	0,11	4,8	1,4	2,3
4. Главная последовательность					
β Центавра	B1	0,02	3100	25	11
Вега	A0	0,1	50	3	2,4
Сириус А	A0	0,4	26	24	1,8
Альтаир	A5	0,6	9,2	2	1.4
Процион	F5	1,2	5,4	1,1	1,9
α Центавра А	G3	1,1	1,12	1,1	1,0
Солнце	G3	1,4	1	1	1
70 Змееносца А . . .	K0	0,9	0,42	0,9	1.0
61 Лебедя А	K7	1,3	0,21	0,5	0,7
Крюгер 60А	M3	9	0,002	0,3	0,3
5. Субкарлики					
85 Пегаса А	G3	3,0	0,41	0,65	0.60
ER Ориона А	G1	1,9	0,58	0,49	0,63
6. Белые карлики					
Сириус В	F	27 000	0,003	0,96	0,0034
O_2 Эридана В	A0	64 000	0,003	0,44	0,019

З., блеск к-рых периодически изменяется, называются *переменными звездами*. Причиной переменности является либо периодич. затмение одной З. другой (затменные переменные, или затменные двойные З.), либо (значительно чаще) действительное изменение размеров и температур З. — пульсация (физич. переменные). Период пульсации для разных типов переменных З. составляет от нескольких часов до нескольких лет.

Физич. механизм пульсаций окончательно еще не выяснен. Зависимость период — светимость для определенных типов переменных З. постоянна, что позволяет использовать их как индикаторы расстояний до далеких звездных систем, в к-рых такие З. наблюдаются [сопоставлением абсолютной звездной величины (светимости), определенной по зависимости период — светимость, с видимой звездной величиной].

Существует большой класс нестационарных З., характеризующихся, как правило, яркими линиями в спектре. Образование этих линий связано с происходящим мощным выбрасыванием вещества из этих З. — взрывообразным у новых, сверхновых и новоподобных З. и в виде непрерывного истечения у звезд Вольфа — Райе, типа P Лебедя, спектр. класса Be и др. В процессе истечения образуется протяженная движущаяся оболочка, переизлучающая ультрафиолетовую радиацию З., вследствие чего в спектре З. возникают яркие линии. В оболочках, находящихся на больших расстояниях от З. (планетарные туманности, новые З. на поздних стадиях), свечение происходит вследствие ионизации атомов из осн. состояния под действием высокочастотного излучения звезд и последующих рекомбинаций. Большую роль играет световое давление, вызванное излучением туманности в спектральной линии L_α. Особый интерес представляет явление непрерывной эмиссии в спектрах холодных З.-карликов с яркими линиями: на нормальный спектр З. временами накладывается излучение в непрерывном спектре, к-рое значительно увеличивает блеск З. Т. к. вспышка происходит очень быстро, то объяснить ее тепловым излучением невозможно. Есть основания считать такие З. очень молодыми, еще не установившимися.

Основной проблемой в теории звездных атмосфер является выяснение механизма переноса излучения. Поскольку в атмосферах большинства обычных З. поле излучения стационарно, теория основывается на предположении о лучистом равновесии (каждый элемент объема излучает всю поглощаемую им энергию). Исследование переноса излучения в атмосферах З. дает теоретич. распределение энергии в непрерывном спектре. Сравнение же теоретич. распределения с наблюдаемым позволяет определить параметры атмосферы (температуру, ускорение силы тяжести, относительное содержание различных атомов). Эти параметры определяют также зависимость коэффициента поглощения от частоты проходящей радиации. Качественный анализ химич. состава атмосфер Солнца и З. позволил выяснить распространенность химич. элементов.

Теория внутреннего строения З. основана на представлении о равновесной газовой звезде, состояние к-рой определяется, с одной стороны, механическим (гидростатическим) и, с другой, тепловым (термодинамическим) равновесием. Механич. равновесие — это равновесие между силой тяжести и силой давления газа, тепловое — между выделением и отводом энергии. Равновесное состояние З. характеризуется следующей системой дифференциальных ур-ний:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2} \qquad (1)$$

(уравнение гидростатич. равновесия);

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4ac} \frac{\varkappa\rho}{T^3} \frac{L_r}{4\pi r^2} \qquad (2)$$

(уравнение теплового равновесия для лучистого переноса энергии);

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho; \qquad (3)$$

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon, \qquad (4)$$

где $\varkappa$ — коэффициент поглощения на единицу массы, ε — выход энергии на $г$ в $сек$. Лучистый перенос является основным видом переноса энергии для большинства З. В нек-рых частях З. существенным становится перенос энергии конвекцией. В этом случае ур-ние (2) заменяется ур-нием:

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}, \qquad (5)$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей c_p/c_v, равное $^5/_3$ для вещества З. (сильно ионизованный газ). Для расчета внешней конвекции зоны ур-ние (5), к-рое достаточно хорошо выполняется для недр З., необходимо брать в более точном виде, содержащем неопределенную величину l — среднюю длину перемешивания (усредненное по вертикали расстояние, к-рое пройдет движущийся элемент, прежде чем растворится в окружающей среде).

Основными механизмами поглощения радиации в З. являются фотоэлектрич. поглощение и рассеяние свободными электронами. Теория внутреннего строения З. разработана наиболее полно для З. главной последовательности, для к-рых применимо уравнение состояния идеального газа (вследствие почти полной ионизации атомов в недрах звезд). З. первой части главной последовательности состоят из небольшого

конвективного ядра ($\sim 0{,}15$ радиуса З.) и лучистой оболочки. Размеры конвективного ядра увеличиваются с массой З. Звезды второй части главной последовательности, наоборот, имеют конвективную внешнюю оболочку и ядро в лучистом равновесии. Чем меньше масса З., тем глубже простирается конвективная оболочка. Темп-ры в центре изменяются для З. равной светимости от 10 до 30 млн. градусов. Для нек-рых типов З. ур-ние состояния идеального газа в центр. частях нарушается и наступает вырождение. Белые карлики практически целиком состоят из вырожденного газа.

Источником энергии З. являются термоядерные реакции. Для З. главной последовательности — это реакции перехода водорода в гелий: протонная реакция и углеродно-азотная циклич. реакция.

I. Протонная реакция протекает следующим образом:

1. $H^1 + H^1 = H^2 + e^+ + \nu$
2. $H^1 + H^2 = He^3 + \gamma$

А	Б	В
3. $He^3 + He^4 = Be^7 + \gamma$	$2He^3 = He^4 + 2H^1$	$He^3 + He^4 = Be^7 + \gamma$
4. $Be^7 + e^- = Li^7 + \nu$		$Be^7 + H^1 = B^8 + \gamma$
5. $H^1 + Li^7 = 2He^4$		$B^8 \neq Be^8 + e^+ + \nu$
6.		$Be^8 = 2He^4$

При низких темп-рах и малом содержании He^4 в З. имеет место вариант Б., начиная с нек-рой темп-ры (зависящей от содержания гелия) включается вариант А. При высоких темп-рах происходит переход к варианту В.

II. Углеродно-азотная циклич. реакция состоит из следующих этапов:

1. $C^{12} + H^1 = N^{13} + \gamma$
2. $N^{13} \neq C^{13} + e^+ + \nu$
3. $C^{13} + H^1 = N^{14} + \gamma$
4. $N^{14} + H^1 = O^{15} + \gamma$
5. $O^{15} \neq N^{15} + e^+ + \nu$
6. $N^{15} + H^1 = C^{12} + He^4$.

Все эти реакции осуществлены в лабораторных условиях. Однако существенное различие между лабораторными и звездными условиями заключается в том, что в З. реакции протекают при сравнительно низких темп-рах, в то время как в лаборатории измеримый эффект получается лишь при значительно более высоких энергиях взаимодействующих частиц. Применение результатов лабораторных измерений к З. требует далекой экстраполяции к низким энергиям, что может внести большую погрешность в случае наличия неучтенных резонансных уравнений. Окончательным результатом как протонной реакции, так и углеродного цикла является синтез ядра гелия из четырех ядер водорода с выделением энергии. Источники сосредоточены в самом центре З. Зависимость выхода энергии E от плотности ρ и темп-ры T может быть приближенно представлена формулой: $E = E_0 \rho T^n$; для протонной реакции $n \approx 4$, для углеродного цикла $n \approx 18$—20. При $T = 16 \cdot 10^6$ градусов обе реакции дают сравнимый выход энергии, для $T > 16 \cdot 10^6$ градусов (З. спектр. классов O — G) основным является углеродный цикл, для $T < 16 \cdot 10^6$ градусов (З. классов G — M) — протонная реакция.

Эволюция З. в основном определяется изменением их химич. состава в результате преобразования водорода в гелий. Эволюция различна в зависимости от того, происходит ли полное перемешивание вещества З. (химич. состав изменяется равномерно во всей З.) или перемешивания нет (химич. состав меняется только в центр. части З.; в этом случае необходимо рассматривать гетерогенные многофазные модели). Вторым фактором, определяющим эволюцию З., является масса. Пути развития З., масса к-рых остается постоянной или изменяется с течением времени (уменьшается вследствие корпускулярного истечения), различны. По истощении запасов водорода в З. возможны реакции построения более тяжелых ядер из гелия, если, вследствие сжатия З., температура и плотность в ее недрах значительно повысятся. Наиболее полно рассчитана эволюция З. с постоянной массой при отсутствии перемешивания. З. главной последовательности при такой эволюции постепенно превращается в красного гиганта. Таким образом удается теоретически интерпретировать диаграммы спектр — светимость шаровых звездных скоплений.

Лит.: 1) Амбарцумян В. А. [и др.], Теоретическая астрофизика, М., 1952; 2) Аллер Л., Астрофизика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1955—57; 3) Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, 3 изд., М., 1954; 4) Струве О., Эволюция звезд, пер. с англ., М., 1954; 5) Handbuch der Physic, hrsg. v. s. Flügge, Bd 50—51, B. [u. a.], 1958; 6) Шварцшильд М., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1961; 7) Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звезд, М., 1959. *А. Г. Масевич.*

ЗВУК — механич. явление, субъективно воспринимаемое специальным органом чувств человека и животных. Термин этот часто употребляется в более широком смысле; под ним подразумевают механич. колебания и волны любой частоты в упругих средах. Исследованием звуковых волн занимается область физики, наз. *акустикой*. Источником звуковых волн может являться любой процесс, вызывающий местное изменение давления или механические напряжения в среде. Для искусственного звукообразования чаще всего пользуются колебаниями твердых тел; однако возможно излучение звука, основанное на изменении состояния самой среды (см. *Акустический излучатель*). Существенной характеристикой звука является его спектральный состав (см. *Спектры* акустические).

Факт восприятия звука оценивается заявлением субъекта «слышу» или для животных — наличием определенного рефлекса, либо же специально вырабатываемого условного рефлекса. Имеется объективный способ, позволяющий наблюдать наличие приема З. по электрич. активности слухового нерва (т. н. токи действия). Такие звуки наз. «слышимыми»; область биофизики, занимающаяся их исследованиями, наз. *физиологической акустикой*. «Неслышимые звуки» нередко воспринимаются субъектом подсознательно; в этом случае самый факт восприятия субъектом констатируется наличием токов действия или *микрофонным эффектом* в области слухового рецептора, или же остающейся под уровнем сознания реакцией к.-л. другой части организма. Для человека область слышимых звуков простирается от 16 до 20 000 *гц*. Звуки частот, лежащих ниже частот этой области сознательного восприятия, наз. *инфразвуками*, лежащие выше — *ультразвуками*. *Н. Н. Андреев.*

ЗВУКОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — систематич. изучение спектров звука или шума от разного рода источников (машин, транспортных средств и т. п.) путем анализа звука. Данные обычно представляются графически, причем по оси абсцисс откладывается частота в логарифмическом, а иногда (напр., в случае низкочастотных шумов) — в линейном масштабе; по оси ординат — уровни звукового давления L в децибелах или (для сплошных спектров шумов) спектр. уровни S (уровни звукового давления в полосе частот, приведенные к полосе 1 *гц*). Это приведение производят по ф-ле $S = L - 10 \lg \Delta f$, где Δf — ширина полосы в *гц*. Данные спектр. анализа являются удоб-

ными объективными характеристиками речи, музыки, шумов и т. п.

Лит.: 1) Харкевич А. А., Спектры и анализ, 3 изд., М., 1957; 2) Римский-Корсаков А. В., Дьяконов Н. А., Музыкальные инструменты (Методы исследования и расчета), М., 1952, гл. II, § 7. *И. Г. Русаков.*

ЗВУКОВОЕ ДАВЛЕНИЕ — давление, дополнительно возникающее при прохождении звуковой волны в жидкой и газообразной среде. З. д. представляет собой переменную часть давления, т. е. колебания давления относительно среднего значения при прохождении звуковых волн в среде. Часто употребляют среднеквадратичное или действующее (эффективное) значение З. д., к-рое равно квадратному корню из среднего значения квадрата мгновенного З. д. за период или длит. промежуток времени. Действующее значение З. д. иногда наз. просто З. д., т. к. именно эта величина обычно измеряется. З. д. — главная количеств. характеристика звука, основной объект *акустических измерений*. Единица измерения З. д. в системе единиц (МКС)—*ньютон* на квадратный метр; однако до последнего времени широко употреблялась единица *бар*. Соотношение между этими единицами З. д.: 1 *бар* $= 10^{-1}$ *н/м*^{2}. Точное значение единицы З. д. устанавливается с помощью эталонного метода измерения З. д., в качестве к-рого в СССР принят метод *диска Рэлея* в трубе-резонаторе. Частотный диапазон З. д. весьма широк: термин «З. д.» распространяется не только на колебания давления слышимых частот (30—12 000 *гц*), но также на инфразвуки и ультразвуки. Действующие значения З. д. в воздухе изменяются в широких пределах — от 10^{-5} *н/м*^{2} вблизи порога слышимости до 10^3 *н/м*^{2} при самых громких звуках, напр. шумах реактивных самолетов. В воде на ультразвуковых частотах порядка нескольких *Мгц* с помощью фокусирующих излучателей получают значение З. д. до 10^7 *н/м*^{2}.

Лит.: Красильников В. А., Звуковые волны в воздухе, воде и твердых телах, М.—Л., 1951. *И. Г. Русаков.*

ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ — пространство, в к-ром распространяются звуковые волны; характеризуется распределением звукового давления и скорости частиц среды. Понятие З. п. применяется обычно для областей, размеры к-рых порядка или больше длины волны. В объемах, размеры к-рых много меньше длины волны, среду можно считать несжимаемой. Если в среде со З. п. имеются неоднородности, характеризующиеся скачком волнового сопротивления, то на этих неоднородностях происходят отражение и дифракция звука. В частном случае ограниченного пространства устанавливаются стоячие волны.

Для описания З. п. в жидкостях и газах обычно пренебрегают потерями на вязкость и теплопроводность, что позволяет ввести потенциал скоростей φ, из к-рого просто вычисляются *звуковое давление* p и скорость частиц среды v — величины, характеризующие продольные звуковые волны. В твердом теле З. п. сложнее: для описания З. п. недостаточно скалярного потенциала, необходимо введение векторных и тензорных величин. Это связано с возникновением в твердом теле поперечных *сдвиговых волн*. Уравнение, описывающее З. п. в жидкости и газе, имеет вид: $\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = \Delta\varphi$ (Δ — *Лапласа оператор*), причем $p = \rho\frac{\partial\varphi}{\partial t}$, $v = -\mathrm{grad}\,\varphi$ (здесь ρ — плотность невозмущенной среды, c — скорость звука в ней). Для полного описания З. п. к этому ур-нию надо добавить граничные условия, простейшими из к-рых являются условие на свободной границе $p = 0$ (напр., на поверхности воды) и условие на твердой неподвижной стенке $v_n = 0$, где v_n — составляющая скорости, нормальная к границе.

Простейшим примером З. п. является поле плоской волны. Потенциал для плоской гармонич. волны имеет вид: $\varphi = A\exp i(\omega t \pm kx)$, где A — амплитуда, ω — частота, k — волновое число, знаки плюс и минус соответствуют волне, бегущей в отрицательном и положительном направлениях оси x. Давление и скорость в плоской волне синфазны и при отсутствии *дисперсии* распространяются со скоростью $c = \omega/k$, не меняясь по амплитуде. В случае поля, обладающего сферической симметрией, потенциал имеет вид: $\varphi = \frac{A}{r}\exp i(\omega t \pm kr)$, где знак плюс соответствует сходящейся, а минус — расходящейся сферич. волне. Потенциал поля, обладающего цилиндрич. симметрией, убывает на далеких расстояниях от источника как $1/\sqrt{r}$.

Важной особенностью сферич. и цилиндрич. З. п. является соотношение: $\int_{-\infty}^{\infty} p\,dt = 0$, к-рое означает, что в сферич. и цилиндрич. волнах, в отличие от плоской, нельзя создать только одни сжатия или одни разрежения, а они должны чередоваться.

В безграничной среде З. п. определяется характеристиками источника звука, а при наличии границ — также и их конфигурацией и расположением. Особенности поля вблизи излучателей см. *Акустический излучатель*.

Вдали от источника З. п. практически любого излучателя спадает по закону $1/r$ и может быть заменено полем точечного источника. Если $v(t)$ — объемная скорость источника, то потенциал в точке на расстоянии r имеет вид:

$$\varphi(r, t) = \frac{v(t - r/c)}{r},$$

т. е. поле в момент t определяется объемной скоростью в более ранний момент времени $t - r/c$ (*запаздывающий потенциал*). Если источником является нек-рое тело с заданным распределением объемной скорости $v(x, y, z, t)$, то поле в точке (x', y', z') на расстоянии R от точки (x, y, z) определится интегралом:

$$\varphi(x', y', z', t) = \iiint \frac{v(x, y, z, t - R/c)}{4\pi R}\,dx\,dy\,dz;$$

интеграл берется по объему, занимаемому источником.

Плотность энергии З. п. равна:

$$w = \frac{\rho v^2}{2} + \frac{1}{\rho c^2}\frac{p^2}{2},$$

где 1-й член представляет собой кинетич. энергию единицы объема среды, а 2-й — потенциальную. Для характеристики интенсивности З. п. можно ввести вектор потока звуковой энергии через единицу поверхности (вектор Умова), абс. величина к-рого равна wc, а направление совпадает с направлением распространения волны. З. п., созданное нек-рым источником, в свою очередь, оказывает на него обратное действие, что сказывается на излучении последнего.

Для расчета З. п. надо учитывать как особенности излучателей звука, так и свойства самой среды и наличие границ в ней (дифракцию и интерференцию волн, неоднородность среды, поглощение звука и т. д.). Во многих практически важных случаях З. п. может иметь весьма сложную структуру, с трудом поддающуюся расчету, напр. З. п. воздушной струи, поле вблизи винта самолета и т. п.

Для измерения З. п. применяют приемники звука — *микрофоны*, *гидрофоны*, к-рые должны быть меньше длины волны измеряемого поля, чтобы не вносить в него значительных искажений. В ультразвуковом диапазоне частот с этой целью применяют сверхмини-

атюрные приемники звука размером до 1 *мм* и менее. Для уменьшения вносимых при измерениях звукового поля искажений применяют также специальные устройства — *зонды акустические*.

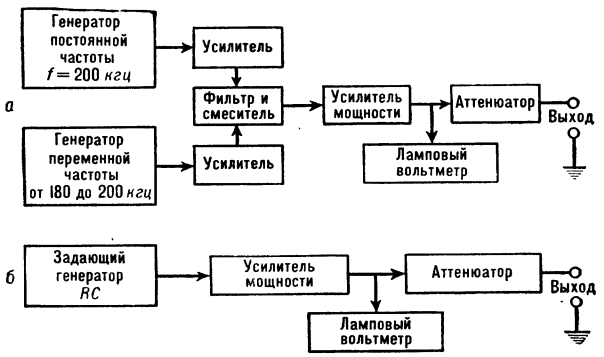
Измерения звукового поля излучателей производят в *заглушенных камерах*, в условиях, близких к свободному открытому пространству.

Лит.: 1) Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949, гл. VI—VIII; 2) Морз Ф. М. и Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958, гл. 2, 3, 7; 3) Скучик Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 1, М., 1958, гл. 4—12; 4) Бергманн Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956, гл. 1.

А. Л. Полякова.

ЗВУКОВОЙ ГЕНЕРАТОР — устройство, создающее гармонич. колебания электрич. напряжения в диапазоне частот от 20 *гц* до 20 — 50 *кгц* (частота звука).

З. г. представляют собой ламповые генераторы, работающие обычно по схеме биений или по схеме *генератора на R и C*. В первом случае З. г. состоит из двух гетеродинов (рис., *а*), частота одного из



Блок-схема звукового генератора: *а* — на биениях; *б* — по схеме *RC*.

к-рых постоянна (напр., 200 *кгц*), а у второго она может изменяться в пределах, определяемых диапазоном генератора, напр. от 180 до 200 *кгц* (изменением емкости конденсатора, связанного с лимбом перестройки). Колебания обоих гетеродинов усиливаются и подаются на *смеситель*, к-рый выделяет разностную частоту их колебаний. Полученная разностная частота (в данном случае от 0 до 20 *кгц*) фильтруется и усиливается усилителем низкой частоты (усилитель мощности), на выходе к-рого включен *аттенюатор*, служащий для регулировки выходного напряжения З. г., и *ламповый вольтметр* — для контроля получаемого напряжения.

З. г., работающий по схеме *RC*, состоит обычно из генератора *RC*, усилителя мощности *(катодный повторитель)*, лампового вольтметра для контроля выходного напряжения и выходного аттенюатора (рис., *б*).

Выходное напряжение З. г. калибровано по амплитуде и сохраняет постоянное значение при изменении частоты генератора. Амплитуда выходного напряжения может быть изменена в весьма широких пределах (в 10^6 раз и более) при помощи аттенюатора, градуированного обычно в *дб* или непосредственно в долях *в*. Выходное сопротивление З. г. невелико и представляет собой в большинстве случаев активное сопротивление с малыми паразитными индуктивностью и емкостью (одно из сопротивлений аттенюатора).

Среди выпускаемых промышленностью З. г. отметим: генератор типа ЗГ-2А, работающий по схеме на биениях, перекрывая диапазон частот от 20 *гц* до 20 *кгц*; выходной аттенюатор, калиброванный непосредственно в *в*, позволяет получить на выходе любое напряжение, лежащее в пределах от 10^{-4} *в* до 200 *в*. Выходное сопротивление, в зависимости от положения аттенюатора, принимает значения от 5 до 5 000 *ом*. Генератор типа 101-И работает по схеме *RC*, перекрывая диапазон частот от 20 *гц* до 50 *кгц*. Макс. выходное напряжение равно 1 *в*. Выходной аттенюатор, калиброванный в *дб*, позволяет получать ослабление выходного напряжения от 0 до 120 *дб* ступенями через 1 *дб*. Т. о., выходное напряжение генератора может быть изменено в пределах от 10^{-6} *в* до 1 *в*. Выходное сопротивление генератора 101-И равно 200 *ом*.

З. г. применяются для налаживания радиоприемной аппаратуры и всевозможных электронных устройств и для акустич. измерений.

Лит.: Шкурин Г. П., Справочник по электроизмерительным и радиоизмерительным приборам, М., 1955.

А. А. Брандт.

ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ — см. *Визуализация звуковых полей*.

ЗВУКОЗАПИСЬ — процесс, посредством к-рого звуковые сигналы, преобразованные в электрич. форму, фиксируются на спец. материале — *носителе записи* — для последующего воспроизведения. Запись электрич. сигналов может основываться на различных принципах; наибольшее применение находят механич., фотографич. и магнитная системы З., в каждой из к-рых различается несколько разновидностей. Важнейшими параметрами, характеризующими устройства З., являются диапазон воспроизводимых частот, ограничиваемый обычно разрешающей способностью носителя записи и скоростью его движения относительно преобразователей записи и воспроизведения, и наибольшее отношение сигнал/шум, достижимое при заданном уровне нелинейных искажений и зависящее от физич. свойств носителя записи.

Старейшей и одной из наиболее распространенных является механич. система З., осуществляемая почти исключительно на вращающихся дисках из мягкого синтетич. материала, на поверхности к-рых спец. электромеханич. преобразователь — рекордер — прорезает иглой спиральную канавку. Подводимый к рекордеру электрич. сигнал звуковой частоты преобразуется в соответствующие колебания иглы, так что прорезаемая иглой в диске канавка оказывается модулированной по глубине (глубинная запись) или по положению (рисунок 1) (поперечная запись). Диск с записью покрывается тончайшим слоем серебра, на к-рый далее гальванич. путем наращивается слой меди. После разъема получается металлич. негатив, с к-рого в последующем делаются оттиски из винили та — граммофонные пластинки. При воспроизведении звука скользящая по канавке игла колеблется в соответствии с модуляцией положения или глубины бороздки. В граммофонах колебания иглы передаются жестко связанной с ней мембране, излучающей звук, к-рый усиливается экспоненциальным рупором. В электрич. звукоснимателях колебания иглы преобразуются в электрич. сигнал звуковой частоты, к-рый усиливается и подводится к электроакустич. излучателю. Получила распространение микрозапись, при к-рой исходная ширина звуковой бороздки и скорость вращения пластинки малы, что увеличило

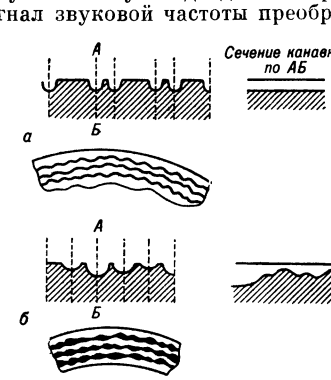


Рис. 1. Вид звуковой дорожки при механической звукозаписи: *а* — поперечная запись; *б* — глубинная запись.

длительность звучания пластинки обычных размеров до 25—30 мин.

Основные преимущества механич. З.: простота массового изготовления и дешевизна пластинок, удобство обращения с ними, дешевизна звуковоспроизводящих устройств, возможность непосредственного воспроизведения звука с помощью граммофонов, без электрич. устройств. Недостатки механич. З.: невозможность монтажа записей, относительная сложность производства пластинок, небольшой срок их службы. Механич. З. может также осуществляться на покрытых лаком дисках, а также на дисках и ленте из целлулоида, основы кинопленки и т. п. материалах. При этом возможно непосредственное воспроизведение сделанных записей, но качество таких записей невысоко, срок службы мал, массовое изготовление (тиражирование) невозможно.

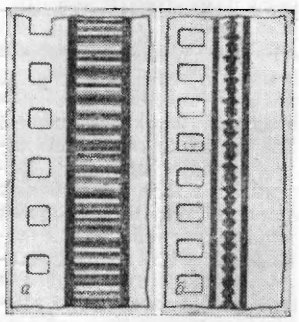


Рис. 2. Виды фотографических фонограмм: *а* — записанная методом переменной плотности; *б* — записанная методом переменной ширины.

Фотографич. система З. применяется почти исключительно в звуковом кино. Подлежащие записи сигналы управляют световым потоком, падающим на непрерывно движущуюся кинопленку; после фотографич. обработки на кинопленке образуется фонограмма — дорожка, прозрачность к-рой изменяется в зависимости от силы сигнала. Применяется запись переменной плотности и переменной ширины. В первом случае прозрачность фонограммы по ширине пленки постоянна и меняется вдоль пленки в такт записанному сигналу (рис. 2, *а*). Во втором — записывается темная полоса, ширина к-рой меняется в соответствии с записанным сигналом (рис. 2, *б*).

Модуляция светового потока при записи фотографич. фонограммы производится обычно с помощью модуляторов света — приборов, в к-рых луч света от внешнего источника *1* отражается зеркальцем *5* гальванометра и спец. оптич. устройством проектируется на кинопленку *9* (рис. 3). При подведении к обмотке *10* гальванометра сигнала звуковой частоты зеркальце *5* колеблется и изображение маски *3* в плоскости механич. щели *7* перемещается вверх и вниз; благодаря клиновидной форме маски меняется ширина освещенного участка щели и, соответственно, ширина записываемого на пленке светлого штриха. Фонограммы переменной плотности получаются посредством модуляторов света, основанных на эффекте Керра (см. *Керра явление*).

При воспроизведении фотографич. записи пучок света в форме тонкого штриха пронизывает фонограмму и падает на светочувствительный прибор — фотоэлемент или фотосопротивление. При протягивании ленты количество света, падающее на светочувствительный прибор, меняется в соответствии с записанным сигналом. На выходе прибора возникает электрич. сигнал звуковой частоты, к-рый далее обычным путем усиливается и преобразуется в акустич. сигнал. Достоинства фотографич. З.: легкость монтажа записей, их массового изготовления, сравнительно большой срок службы фонограмм. Недостатки — общая дороговизна, сложность устройств записи и воспроизведения, длительность фотографич. обработки.

Магнитная система З. находит все более широкое применение; в ней подлежащий фиксации электрич.

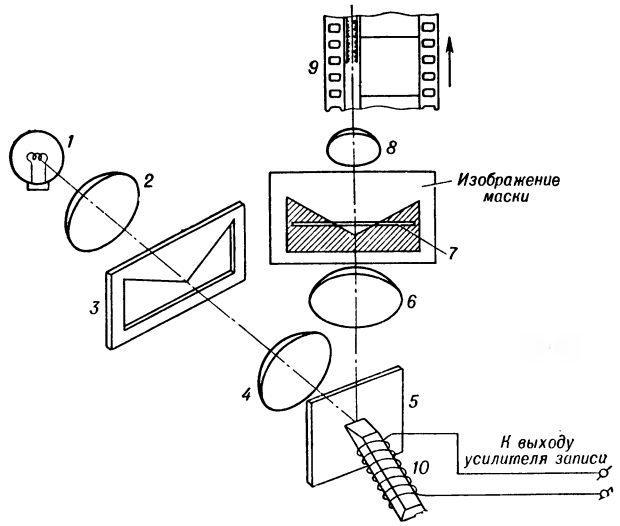


Рис. 3. Упрощенная схема модулятора света с зеркальным гальванометром (*2* — конденсорная линза, *4* — ахроматическая линза, дающая изображение маски *3* в плоскости механической щели *7*, *6* — коллекторная линза, *8* — микрообъектив).

сигнал подводится к т. н. записывающей магнитной головке, представляющей собой магнитопровод с помещенной на нем обмоткой и тонким (при продольной записи порядка 5—20 μ) зазором (рис. 4). При питании обмотки током сигнала в зазоре магнитопровода и его ближайшей окрестности возникает переменное

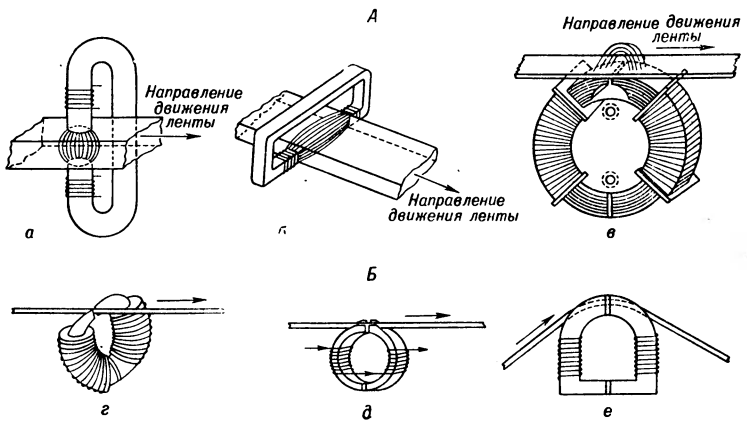


Рис. 4. Схематическое изображение головок, применяемых при различных методах магнитной звукозаписи. *А*. Носитель записи — лента: *а* — перпендикулярная запись; *б* — поперечная запись; *в* — продольная запись (наиболее распространенная). *Б*. Носитель записи — проволока: *г* — перпендикулярная запись; *д* — продольная запись (головка открытого типа); *е* — продольная запись (головка закрытого типа).

магнитное поле. Мимо зазора перемещается носитель записи — лента, диск или проволока — с нанесенным на поверхность ферромагнитным материалом, обычно γ-окисью железа (γ-Fe_2O_3) или к.-л. иным, но обязательно магнитно-жестким ферромагнитным веществом. Магнитное поле в непосредственной окрестности зазора замыкается через ферромагнитное вещество носителя записи; последний намагничивается,

и записываемый сигнал сохраняется в виде остаточного намагничения носителя.

При воспроизведении записанного сигнала носитель записи перемещается относительно зазора воспроизводящей магнитной головки, аналогичной записывающей. Магнитное поле узкого участка носителя, проходящего мимо зазора, замыкается через магнитопровод головки (рис. 5), возбуждая в нем переменный магнитный поток, изменение к-рого во времени повторяет по форме записанный сигнал. В обмотке головки индуктируется эдс, которая далее усиливается и приводит в действие электроакустич. излучатель, измерительный прибор и т. п. Если поместить магнитный носитель, на к-ром имеется запись, в убывающее по амплитуде переменное магнитное поле (обычно $f = 60$—80 *кгц*), то он размагничивается — имевшаяся на нем запись исчезает, «стирается», и носитель может служить для новых записей.

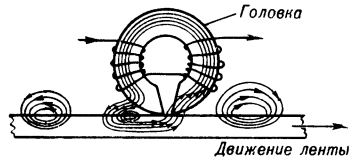


Рис. 5. Схема действия воспроизводящей магнитной головки.

В основной части рабочего диапазона частот эдс, развиваемая воспроизводящей магнитной головкой, будучи пропорциональна производной от пронизывающего головку магнитного потока, возрастает линейно с частотой записываемого сигнала. На высоких частотах эта линейность нарушается в результате различных эффектов, напр. в результате того, что ширина рабочей щели воспроизводящей головки становится здесь сравнимой с длиной волны записи на ленте (т. н. «щелевые потери»). Поэтому для устранения частотных искажений усилительные устройства магнитной З. должны обладать частотными характеристиками спец. формы, компенсирующей частотную зависимость эдс воспроизводящей головки. Типовые частотные характеристики трактов записи и воспроизведения магнитной системы З. приведены на рис. 6. Достоинства магнитной З.: высокие качественные показатели, большое время непрерывного звучания, легкость монтажа, длительный срок службы записей, возможность немедленного воспроизведения сделанных записей без к.-л. промежуточной обработки, дешевизна носителя записи и возможность его многократного использования. Недостатки — относительная сложность и дороговизна устройств записи и воспроизведения и сложность массового изготовления сделанных записей.

Все более широкое распространение получает многоканальная стереофонич. З. Напр., в кинематографии, где число отдельных каналов может меняться от 4 (в широкоэкранном кино) до 9 (в советском панорамном кино). В стереофонич. кинематографе применяется исключительно магнитная З., к-рая производится на магнитные дорожки, нанесенные на фильмокопию или на отдельную магнитную пленку, перемещаемую при воспроизведении синхронно с изобразительной частью фильма. Двухканальная стереофонич. З. получает распространение и в радиовещании и в устройствах индивидуального пользования. Применяется как магнитная, так и механич. система З. (в последней звукосниматель колеблется под действием 2 записываемых сигналов в 2 взаимно-перпендикулярных направлениях).

Тенденции совр. техники З. состоят в широком внедрении многоканальной стереофонич. З., в повышении разрешающей способности носителей записи и соответственном понижении их скоростей, в повышении отношения сигнал/шум при одновременном снижении нелинейных искажений, а также в упрощении и удешевлении аппаратуры записи и воспроизведения. Методы и аппаратура З., особенно магнитная, широко применяются для фиксации не только акустических, но и вообще электрич. сигналов, напр. в устройствах автоматич. управления, в электронных вычислительных машинах, в измерительных устройствах и т. п.

Лит.: 1) Бургов В. А., Основы записи и воспроизведения звука, М., 1954; 2) Качерович А. Н., Парфентьев А. И., Хрущев А. А., Звукотехника кинематографии, М., 1950; 3) Горон И. Е., Радиовещание, М., 1944; 4) Корольков В. Г., Магнитная запись звука, М.—Л., 1949; 5) Парфентьев А. И., Основы фотографической записи звука, М., 1947; 6) Парфентьев А. И. и Пуссэт Л. А., Физические основы магнитной записи звука, М., 1957.

Б. Г. Белкин

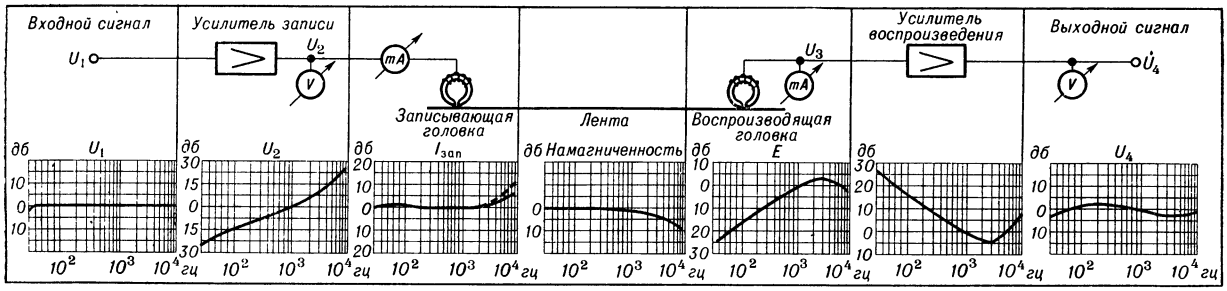


Рис. 6. Частотные характеристики отдельных звеньев тракта магнитной звукозаписи, обеспечивающие практически прямолинейную сквозную характеристику (крайняя правая кривая)

ЗВУКОИЗОЛЯЦИЯ — ослабление передачи звука, проникающего в помещение извне. Вопрос о З. требует рассмотрения двух типов звуков: возникающих и распространяющихся в воздухе и производимых и распространяемых твердыми телами. Звуки, распространяющиеся по воздуху, передают свою энергию в другое помещение: проходя через щели, отверстия, возд. каналы вентиляционных труб и т. д.; посредством возбуждения колебаний самой преграды, заставляя ее колебаться как целое и вызывая этим звуковые волны по другую ее сторону; возбуждая в преграде упругие волны, к-рые передаются в воздух помещения по толще стены. На практике наибольшее количество звуковой энергии передается первым способом; наименьшее — последним.

Звукоизолирующие свойства преграды характеризуются разностью уровней силы звука при переходе его через ограждения и наз. степенью З., или собственной звукоизолирующей способностью $U_п$ ограждения; относительное же уменьшение силы звука наз. коэфф. звукопроницаемости или коэфф. звукопроводности τ. Эти величины связаны между собой и со значениями звукового давления p_1, p_2 по обе стороны преграды ф-лой:

$$U_п[дб] = 10 \lg (1/\tau) = 20 \lg (p_1/p_2).$$

При $U_п = 60$ *дб* З. считается очень хорошей; при $U_п = 50—40$ *дб* — удовлетворительной; при $U_п < 35—40$ *дб* — неудовлетворительной.

Фактич. звукоизолирующая способность $U_ф$ ограждения определяется, с одной стороны, размерами и собственной звукоизолирующей способностью совокупности преград, с другой — звукопоглощением в этом помещении:

$$U_ф\,[дб] = 10 \lg \frac{\Sigma S_i}{\Sigma S_i \tau_i} + 10 \lg \frac{\Sigma \alpha_j S_j}{\Sigma S_j},$$

где α_j — коэфф. звукопоглощения звукопоглощающего материала поверхностью S_j, τ_i — коэфф. звукопроводности поверхности S_i изолирующей преграды. Член $10 \lg (\Sigma \alpha_j S_j / \Sigma S_j) = 10 \lg (A/S)$ учитывает влияние *реверберации* помещения; чем она больше, тем фактич. З. меньше.

Коэфф. звукопроницаемости стен порядка $10^{-3}—10^{-5}$; если в стене есть щель, составляющая по площади $10^{-3}—10^{-6}$ от общей площади стены, то звукопроводность щели равна звукопроводности всей стены. Поэтому важно устранение щелей, даже самых малых; их заделка должна быть по всей толщине преграды, а не только по поверхности.

З. массивных однородных строительных преград (кирпичных, железобетонных или деревянных стен) определяется их весом на единицу поверхности и не зависит от материала. Они могут обеспечить хорошую З., только будучи очень массивными с приведенным весом 200—300 *кг/м²*. З. может быть значительно повышена при сохранении того же веса на 1 *м²* площади, если разделить стену на 2 или несколько слоев. Частотную характеристику звукоизолирующей способности 2-слойной стены с воздушным промежутком см. на рис. 1 (пунктир — характеристика равновесной однородной преграды). На низких частотах (*аб*) обе перегородки колеблются в фазе и выигрыша в З. нет. Затем вследствие совокупного резонанса возд. промежутка и перегородок З. уменьшается до нуля. На достаточно высоких частотах, не совпадающих с резонансными, получается выигрыш З. Во избежание возникновения резонансов возд. промежутка между слоями помещают прослойку из звукопоглощающего материала типа ваты (рис. 2). З. двойных перегородок сильно понижается при наличии *акустических мостиков*, т. е. мест жесткого соединения между собой отдельных слоев преграды; поэтому отдельные слои устанавливают на мягкие прокладки, скрепляющие связи делают с мягкими прослойками и т. д.

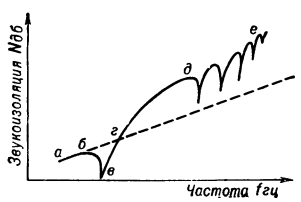


Рис. 1.

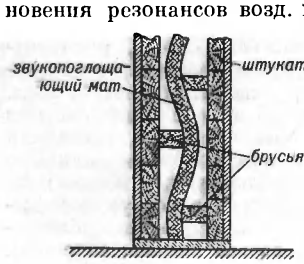


Рис. 2.

З. легких перегородок (при весе $P \leqslant 100$ *кг/м²*) резко снижается из-за возникновения низкочастотных резонансов, связанных с изгибными колебаниями перегородок в целом, и из-за увеличения звукопроводности в области средних частот — явления т. н. «совпадения» (коинсиденса). Под последним понимается совпадение фазовой скорости распространяющихся по перегородке изгибных колебаний и скорости распространения звуковых волн в воздухе. Т. к. скорость изгибных колебаний зависит от частоты и параметров стены — ее жесткости, веса, геометрич. характеристик, то эффект совпадения для каждой данной преграды возникает при вполне определенной частоте. Для большинства легких перегородок эти частоты лежат в области средних звуковых частот. З. перегородки при резонансных частотах и частоте совпадения определяется активными потерями в перегородках. Поэтому увеличение потерь в легких перегородках может значительно повысить их З. Это достигается, напр., нанесением известковой штукатурки на нек-ром расстоянии от деревянной переборки.

З. весьма легких переборок, напр. тонких металлич. щитов, стенок кузова автомобиля или самолета, наиболее трудна из-за их малого веса на 1 *м²* площади и возбуждения вибрации конструкции в целом. При наличии дребезжания З. может стать отрицательной. Как правило, стенки кузова делают из неск. различных слоев плотных и мягких материалов, добиваясь устранения резонансных явлений.

Лит.: 1) Фурдуев В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; 2) Алексеев С. П., Воробьев С. И., Жаринов В. Д., Звукоизоляция в строительстве, М., 1949; 3) Дэвис А., Современная акустика, [пер. с англ.], М.—Л., 1938; 4) Звукоизоляция в жилых зданиях. Сб. статей, М., 1952; 5) Рысс В. Б., Звукоизоляция зданий (зарубежный опыт), М., 1957; 6) Славин И. И., Производственный шум и борьба с ним, [М.], 1955, гл. 3, 4; 7) Павловский Б. В. и Либерхейн Н. М., Звукоизоляция самолетов, М., 1950. *Б. Д. Тартаковский.*

ЗВУКОМЕТРИЯ — раздел прикладной акустики, в к-ром изучаются способы определения местоположения источника импульсного звука. Основным принципом, на к-ром построена З., является т. н. метод разности времен. Если на нек-ром расстоянии от источника импульсного (взрывного) звука поместить 2 приемника звука, то звуковой импульс дойдет раньше к тому из приемников, к-рый расположен ближе. Разность времени прихода звукового импульса к одному и к другому приемнику определяет (при заданной скорости звука) геометрич. место точек, на к-рых может быть расположен источник звука. Это гипербола, фокусы к-рой совпадают с точками расположения приемников; вторая пара приемников, расположенных на нек-ром расстоянии от первой, дает возможность определить вторую гиперболу, также проходящую через точку местоположения источника звука. Пересечение гипербол позволяет определить искомую точку. Для увеличения точности применяют еще и третью (контрольную) пару звукоприемников и вводят ряд поправок, учитывающих изменение скорости звука в воздухе от темп-ры и влажности, искривление звуковых лучей, вызываемое ветром, неровностью местности и т. д.

Аппаратура для З. состоит из приемников звука, соединит. линий и центрального звукометрич. поста, к-рый определяет разность времени. В качестве приемников применяются микрофоны (угольные, конденсаторные и др.). Регистрирующий прибор центрального поста представляет собой многошлейфовый (чаще 7-шлейфовый) осциллограф, 6 шлейфов к-рого соответствуют 6 приемникам, а 7-й служит для нанесения на ленту отметок времени. После того как на ленте получен ряд записей, проводят дешифровку, заключающуюся в нахождении на ленте записей, соответствующих искомому звуку выстрела т. н. дульной волны, среди других записанных звуков — звука, создаваемого полетом снаряда (т. н. баллистич. волны), звука разрыва снаряда, выстрелов других орудий.

Основное достоинство методов З. — их независимость от условий видимости. Возможность работы не только днем, но и ночью, в тумане, на лесистой и пересеченной местности, наряду с обнаружением замаскированных огневых точек, выгодно отличает

методы З. от оптич. методов разведки. Главные недостатки — зависимость точности и дальности действия от метеорологич. условий, а также невозможность обнаружения неимпульсных звуков. Средняя ошибка в определении координат цели составляет ок. 1% от дистанции.

Лит.: Таланов А. В., Звуковая разведка артиллерии, М., 1948. *Л. Д. Розенберг.*

ЗВУКОНОСИТЕЛЬ — см. *Носитель записи звука.*

ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ И КОНСТРУКЦИИ — материалы и конструкции, служащие для обработки внутр. поверхностей помещения для уменьшения гулкости. З. м. и к. применяются также в звукомерных камерах для уменьшения отражений, в каналах (вентиляционных и др.) для уменьшения звукопроводности, в электроакустич. аппаратуре для демпфирования колебаний объема воздуха или гибкого листа, создания нужного акустич. сопротивления.

Поглощение звуковой энергии обусловливается трением между частицами воздуха. Падая на твердые тела, звуковые волны испытывают большее поглощение, чем при распространении в воздухе; особенно велико поглощение в пограничном слое, представляющем собой слой повышенного трения, толщина h к-рого очень мала. Так, для звука, распространяющегося параллельно твердой стенке, $h = 1{,}28/\sqrt{f}$ *см*, где f — частота звука; напр., для частоты 400 *гц* $h = 0{,}64$ *мм*. Если звуковые волны проходят по трубке с диаметром, близким к h, то они испытывают значительное поглощение. Поэтому пористые материалы хорошо поглощают звук. К пористым звукопоглощающим материалам относятся: ткани гладкие и ворсистые, плотные сетки; волокнистые материалы в виде рыхлой ваты, мягких матов, плиты или штукатурки пенистой или зернистой структуры. Материалы с длинными (сквозными) порами поглощают в общем случае сильнее, чем с порами, представляющими замкнутые пузырьки воздуха.

Термином «звукопоглощающая конструкция» обозначают устройство, включающее звукопоглощающий и другие материалы, средства их укрепления, иногда — декоративное покрытие. Элементами звукопоглощающих конструкций служат, помимо пористых материалов, гибкие листы или диафрагмы и перфорированные листы. Конструкция существенно влияет на характеристику звукопоглощения. Так, напр., ткань, помещенная параллельно стене на нек-ром от нее расстоянии, поглощает больше на тех частотах, на к-рых она попадает вблизи пучности скорости стоячей волны, возникающей при отражении. Толщина возд. слоя определяет, в частности, нижнюю границу полосы частот, в к-рой эффективно действует поглотитель. (Это относится также к толщине слоя пористого материала, укрепленного прямо на поверхности ограждения: ковер, напр., является образцом высокочастотного поглотителя). Другим примером влияния конструкции может служить звукопоглотитель из фанеры. Фанера, укрепленная своей плоскостью на жесткой стене, ничтожно мало поглощает звук; если же ее укрепить на раме с зазором относительно стены, то она под действием переменного звукового давления совершает колебания и заметно поглощает энергию звуковой волны, в особенности в области частот, близких к резонансным, к-рые определяются массой фанеры, ее гибкостью, упругостью возд. слоя.

Для оценки З. м. и к. служит коэфф. поглощения α, представляющий отношение звуковой энергии, теряемой в материале, к энергии, приносимой плоской падающей волной. Для сильных поглотителей более удобен коэфф. отражения (по амплитуде) β — отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей. Указанные коэфф. в общем случае зависят от частоты и от угла падения волны. Отличают нормальный коэфф. поглощения, соответствующий нормальному падению волны, и диффузный, получаемый при измерении в диффузном звуковом поле, т. е. в условиях равновероятности всех углов падения волны. В архитектурно-акустич. расчетах обычно применяется диффузный коэфф. поглощения.

Другой величиной, характеризующей поглотитель, является его импеданс z, представляющий отношение звукового давления к колебательной скорости на поверхности материала или конструкции. z также зависит от угла падения звуковой волны. В частном случае, когда колебания в поглотителе не могут распространяться вдоль его слоя (напр., пористый материал с большим затуханием или конструкция, разделенная на ячейки), $z = z_0 \cos\varphi$, где z_0 — т. н. нормальный импеданс, соответствующий падению волны перпендикулярно к поверхности, а φ — угол падения. В случае, если поглотитель имеет анизотропную структуру (напр., слои ткани, разделенные возд. промежутками) такую, что звук может свободно распространяться по воздуху внутри материала вдоль его слоя, α не зависит от угла падения. В обоих этих случаях свойства поглотителя полностью определяются нормальным импедансом.

Коэфф. поглощения и отражения и импеданс поглотителя связаны зависимостью:

$$\alpha = 1 - |\beta|^2 = 1 - \left|\frac{z - \rho c}{z + \rho c}\right|^2,$$

где ρ — плотность воздуха, c — скорость звука в нем.

Наиболее распространенные типы звукоизолирующих конструкций: 1) Слой ваты на жесткой стене, покрытый декоративной тканью на раме или простой редкой тканью и декоративным перфорированным листом с относительно крупными и частыми отверстиями, прозрачными для звуковых волн в широком диапазоне частот. 2) Слои ткани, тонкие маты или сетки, разделенные возд. промежутками («слоистый» или «отслойный» поглотитель). Эта конструкция обладает большим коэфф. поглощения в широком диапазоне частот. 3) Пористые плиты, укрепленные на рамках и отделенные возд. зазором от стены; поглощение на низких частотах выше, чем при укреплении плит непосредственно на стене. 4) Панели из непористых листов (фанера и т. п.) на рамках с возд. зазором между листами и стеной; зазор свободный или заполненный рыхлым поглотителем. 5) Рамы, заполненные ватой и затянутые тяжелой непропускающей воздуха тканью (грунтованный холст, клеенка и т. п.) — т. н. «щиты Бекеши»; низкочастотный поглотитель с плавно падающей к высоким частотам характеристикой поглощения. 6) Перфорированный лист, укрепленный с зазором относительно стены; к листу подклеена сзади ткань либо возд. зазор заполнен ватой («резонансный» поглотитель). Максимум поглощения имеет место на резонансной частоте. Обычно применяется для поглощения в заданной узкой полосе, преимущественно низких частот, однако при надлежащем выборе параметров может действовать и в пределах относительно широкой полосы.

Из числа звукоизолирующих конструкций спец. назначения следует отметить: а) Конструкции для звукомерных камер в виде набора клиньев из волокнистого поглотителя (стеклянная вата, стекловолокнистые блоки и т. п.), направленных острым концом в камеру и отделенных от ограждения равномерным слоем поглотителя и возд. зазором. Общая толщина конструкции около 1 *м*, коэфф. поглощения выше нек-рой граничной частоты (ок. 100 *гц*) — более 99%. б) Штучный («функциональный») поглотитель в виде коробок конической, цилиндрической или другой формы, легко укрепляемый в помещении и не требующий отделочных работ. По своему внутреннему устройству обычно относится к типу 1 или 6. в) Устройства для переменного поглощения: щиты с хорошо отражающей поверхностью и обнажающие при перемещении или повороте скрытый за ними поглотитель; круглые или многогранные колонны, наполовину утопленные в стене, поворачиваемые поглощающей или отражающей стороной в помещение, резонансные поглотители с переменной толщиной возд. зазора. Эти устройства применяются преимущественно в радиостудиях.

Часто звукопоглощающие материалы, применяемые в звукоизолирующих конструкциях в качестве прокладок для поглощения звука в возд. зазорах, механич. демпферов на гибких поверхностях или элементов гибкости между массовыми слоями, наз. (хотя и неправильно) звукоизолирующими материалами.

Лит.: 1) Ржевкин С. Н., Обзор работ по резонансным звукопоглотителям, «УФН», 1946, т. 30, вып. 1—2, с. 40—62; 2) Цвиккер К. и Костен К., Звукопоглощающие материалы, пер. с англ., М., 1952; 3) Ингерслев Ф., Акустика в современной строительной практике, пер. с англ., М., 1957. *Г. А. Гольдберг.*

ЗВУКОСНИМАТЕЛЬ — электромеханич. преобразователь, применяемый в технике механич. *звукозаписи* и преобразующий входной механич. сигнал, выраженный в виде модуляции бороздки записи, в электрич. выходной сигнал. З. состоит из головки и тонарма. Головка содержит собственно

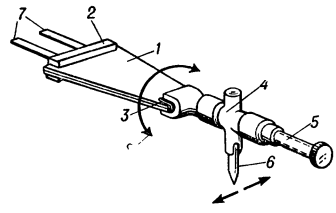


Рис. 1. Схема пьезоэлектрического звукоснимателя с биморфным пьезоэлементом, работающим на кручение: *1* — пьезоэлемент; *2* — демпфирующие прокладки; *3* — резиновая прокладка; *4* — иглодержатель; *5* — зажимной винт; *6* — граммофонная игла; *7* — электрические выводы от пьезоэлемента; *8* — направление закручивания пьезоэлемента.

преобразователь, а тонарм несет на себе головку и дает ей возможность перемещаться по поверхности диска. По принципу своего действия З. разделяются на пьезоэлектрические, электромагнитные, электродинамические, электростатические. Наибольшее распространение имеют пьезоэлектрические и электромагнитные З., отличающиеся технологич. простотой и дешевизной при вполне удовлетворительном качестве.

В пьезоэлектрич. З. (рис. 1) скользящая по канавке игла жестко связана с пьезоэлементом *1*, в качестве к-рого применяются кристаллы сегнетовой соли, фосфата калия и аммония, а также керамич. пластинки из титаната бария. При колебаниях иглы в направлении стрелок, обусловленных модуляцией канавки, пьезоэлемент закручивается относительно демпфирующих прокладок *2*;

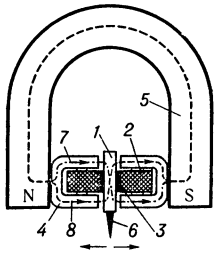


Рис. 2. Устройство электромагнитного звукоснимателя: *1* — якорь электромагнита; *2* — обмотка электромагнита; *3* — резиновая муфта, центрирующая якорь и одновременно играющая роль демпфера; *4* — полюсные наконечники; *5* — постоянный магнит; *6* — граммофонная игла; *7* — направление магнитного потока при смещении иглы вправо; *8* — то же при смещении иглы влево.

деформация пьезокристалла приводит к появлению на его обкладках эдс. В электромагнитных З. (рис. 2) игла *6* связана с якорем электромагнита *1* и электрич. выходной сигнал в обмотке *2* электромагнита возникает под действием колебаний якоря. При колебаниях иглы в направлении стрелок якорь колеблется, благодаря чему меняются величина и направление пронизывающего его потока. При этом на зажимах обмотки возникает переменная эдс.

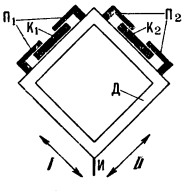


Рис. 3. Схема двухканального стереофонического пьезоэлектрического звукоснимателя: *Д* — жесткая рамка; K_1 и K_2 — пьезоэлементы; $П_1$ и $П_2$ — полозки, в к-рых закреплены пьезоэлементы; *И* — граммофонная игла.

В связи с возникновением и распространением 2-канальной стереофонич. механич. звукозаписи, при к-рой бороздка под действием 2 сигналов модулируется в 2 взаимноперпендикулярных направлениях, появились совмещенные 2-канальные звукосниматели. В одной из таких конструкций (рис. 3) при колебаниях иглы *И* в направлении стрелки I деталь *Д*, жестко связанная с иглой, изгибает пьезокристалл K_1; кристалл K_2 при этом не деформируется, ибо деталь *Д* свободно перемещается относительно него полозками $П_2$. В результате сигнал возникает лишь на обкладках кристалла K_1. При колебаниях иглы в направлении стрелки II изгибается кристалл K_2, а относительно кристалла K_1 деталь *Д* проскальзывает полозками $П_1$. При этом сигнал возникает лишь на обкладках кристалла K_2. Если колебания иглы содержат составляющие в направлении обеих стрелок, то сигналы возникают на обкладках обоих кристаллов, причем сигнал на обкладках K_1 соответствует модуляции бороздки в направлении I, а на обкладках K_2 — модуляции бороздки в направлении II.

Б. Г. Белкин.

ЗВУКОУЛАВЛИВАТЕЛЬ — прибор, позволяющий установить по звуку наличие самолета в воздухе и определить направление на него (пеленгация). Однако точность пеленгации при больших скоростях самолетов оказывается настолько малой, что применение З. нецелесообразно, и они вытеснены радиолокаторами. З. основаны на *бинауральном эффекте*.

ЗЕЕБЕКА ЯВЛЕНИЕ — возникновение электродвижущей силы (термоэдс) в электрич. цепи из последовательно соединенных разных материалов, если места контактов поддерживаются при различных темп-рах. Открыто в 1821 г. Т. Зеебеком (T. Seebeck). Подробнее см. *Термоэлектрические явления*.

ЗЕЕМАНА ЯВЛЕНИЕ — расщепление уровней энергии атомов, молекул и кристаллов в магнитном поле, обнаруживаемое по расщеплению спектральных линий. Расщепление линий излучения, испускаемого или поглощаемого веществом, находящимся в магнитном поле, также наз. З. я. в более узком смысле; З. я. на линиях поглощения часто наз. о б р а т н ы м. Обнаружено впервые П. Зееманом (P. Zeeman) в 1896 г. при исследовании спектра свечения паров натрия. Г. Лоренц в 1897 г. создал классич. теорию З. я., объясняющую расщепление спектральных линий на 3 компоненты — п р о с т о е (или н о р м а л ь н о е) З. я. Полное объяснение З. я., как результата расщепления уровней энергии в магнитном поле на подуровни, дается квантовой теорией. Наряду с переходами между подуровнями 2 комбинирующих уровней, обнаруживаемыми по расщеплению спектральных линий, методами радиоспектроскопии наблюдаются переходы между подуровнями одного и того же уровня — *магнитный резонанс*.

При исследовании З. я. (рис. 1) применяются спектральные приборы с высокой разрешающей способностью — большей частью *интерференционные спектроскопы*, так как величина расщепления весьма незначительна: для магнитных полей ~20 000 *э* — несколько десятых долей Å.

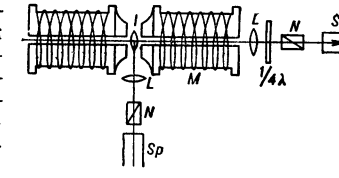


Рис. 1. Схема наблюдения явления Зеемана. Источник линейчатого спектра *I* расположен между полюсами сильного электромагнита *M*, сердечник к-рого просверлен для обеспечения наблюдения вдоль поля. На пути света, посылаемого в спектральный аппарат *Sp*, помещаются приспособления, позволяющие анализировать характер поляризации излучаемого света: линза *L*, анализатор *N* и пластинка в ¼ длины волны.

Характер расщепления и поляризация компонент спектральной линии зависят от направления наблюдения (рис. 2). В случае простого З. я. при поперечном наблюдении получается триплет (рисунок 2, *б*), для средней составляющей к-рого колебания электрич. вектора параллельны вектору $\boldsymbol{H}$ напряженности приложенного магнитного поля (π-компонента), а для крайних (σ-компоненты) — перпендикулярны вектору $\boldsymbol{H}$. При продольном наблюдении получается дублет (рис. 2, *в*), причем составляющая, смещенная в сторону меньших частот, поляризована по кругу против часовой стрелки, а смещенная в сторону больших частот — по часовой стрелке.

В общем случае с л о ж н о г о (или «а н о м а л ь н о г о») З. я. на спектральных линиях атомов вместо несмещенной π-компоненты наблюдается группа π-компонент, а вместо каждой σ-компоненты — группа σ-компонент, причем картина расщепления остается симметричной относительно первоначально нерасщепленной линии. Все расстояния между соседними π-компонентами и соседними σ-компонентами одинаковы. Общее число компонент может достигать неск. десятков.

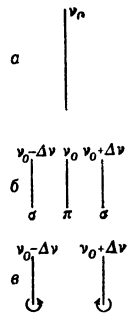


Рис. 2. Схема простого (нормального) Зеемана явления: *а*) без поля, линия с частотой ν_0 не поляризована; *б*) при поперечном наблюдении в магнитном поле — триплет с частотами $\nu_0 + \Delta\nu$, ν_0, $\nu_0 - \Delta\nu$, линии линейно поляризованы; *в*) при продольном наблюдении в магнитном поле — дублет с частотами $\nu_0 - \Delta\nu$, $\nu_0 + \Delta\nu$, линии поляризованы по кругу в плоскости, перпендикулярной к направлению магнитного поля.

Теория З. я. для атомов исходит из квантовой теории строения *атома*. Энергия атома, находящегося в магнитном поле $\boldsymbol{H}$ и имеющего магнитный момент $\boldsymbol{\mu}$, равна $W = W_0 - H\mu_H$, где W_0 — энергия атома в отсутствии поля. Полный магнитный момент атома $\boldsymbol{\mu}$ связан с его механич. моментом $\boldsymbol{M}$:

$$\boldsymbol{\mu} = -g\,(e/2m_ec)\,\boldsymbol{M},$$

где $g(e/2m_ec)$ — магнетомеханическое отношение, а g — т. н. множитель Ланде (фактор магнитного расщепления или g-фактор). По общим законам квантовой механики, проекция M_H полного момента $\boldsymbol{M}$ на направление поля может принимать только дискретные значения $M_H = m\hbar$; $m = J, J-1, \ldots, -J$, где J — квантовое число, определяющее полный момент количества движения атома. При данном J возможны $2J+1$ различных значений m. В результате энергия атома в магнитном поле равна

$$W = W_0 + gm\mu_B H, \qquad (1)$$

где $\mu_B = e\hbar/2m_ec$ — *магнетон* Бора. Ур-ние (1) показывает, что уровень энергии атома с заданным значением J расщепляется в магнитном поле на $2J+1$ подуровней. Расстояние между подуровнями равно $g\mu_B H$ и имеет порядок (в единицах W/hc) $4{,}69 \cdot 10^{-5} H\ см^{-1} \approx \approx H/20\,000\ см^{-1}$. Величина g зависит от квантовых чисел, характеризующих уровень энергии (см. *Ланде множитель*). Расщепление спектральных линий определяется расщеплением комбинирующих уровней энергии атома в магнитном поле и *отбора правилами* $\Delta m = 0, \pm 1$. Излучаемые линии при $\Delta m = 0$ поляризованы параллельно магнитному полю (π-компоненты); при $\Delta m = \pm 1$ — по кругу, в плоскости, перпендикулярной магнитному полю (σ-компоненты).

Положения компонент расщепленной линии определяются ф-лой (в единицах частоты):

$$\nu = 1/h \cdot (W_1 - W_2) = \nu_0 + 1/h \cdot \mu_B H\,(g_1 m_1 - g_2 m_2) = \nu_0 + \Delta\nu; \qquad (2)$$

W_1 и W_2 — уровни энергии атома, ν_0 — частота линии в отсутствии магнитного поля;

при $\Delta m = m_1 - m_2 = 0$

$$\Delta\nu = 1/h \cdot \mu_B H(g_1 - g_2)m_1 \ (\pi\text{-компоненты}),$$

при $\Delta m = \pm 1$

$$\Delta\nu = 1/h \cdot \mu_B H[\pm g_2 + m_1(g_1 - g_2)] \ (\sigma\text{-компоненты});$$

т. е. получается группа π-компонент и 2 группы σ-компонент с расстоянием между соседними компонентами $g_1 - g_2$ (в единицах нормального расщепления $\mu_B H/h$) Типичный пример расщепления уровней энергии и соответствующего расщепления спектральной линии приведен на рис. 3. В частном случае $g_1 = g_2$ получается простое З. я. (рис. 2) с расщеплением $\Delta\nu = \pm g\mu_B H/h$; для чисто орбитального момента ($S = 0$, $L = J$) $g = 1$ и $\Delta\nu = \pm\mu_B H/h = \pm eH/4\pi m_e c$. Это совпадает с результатом, полученным Лоренцом согласно классич. теории при рассмотрении действия магнитного поля на колебания электрона, упруго связанного в атоме.

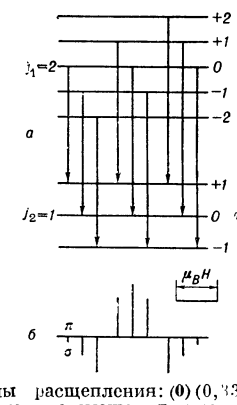


Рис. 3. Схема расщепления уровней энергии (*а*) и спектральной линии (*б*), при $J_1 = 2$, $g_1 = {}^7/_6 = 1{,}167$ и $J_2 = 1$, $g_2 = {}^3/_2 = 1{,}500$. Стрелками показаны переходы, разрешенные правилами отбора. Длина штриха на рис. *б* пропорциональна интенсивности соответствующей компоненты. Условная запись данной картины расщепления: **(0)** (0,833) **0.833** 1,167 1,500. Числа дают абсолютные смещения σ-компонент и π-компонент (в скобках) в единицах $\mu_B H$. Жирным шрифтом указаны наиболее интенсивные компоненты.

Распределение интенсивностей в картине расщепления симметрично относительно ν_0. Значения интенсивностей даются ф-лами:

для переходов $J \to J$ ($\Delta J = 0$)

$$\left.\begin{array}{ll} m \to m \pm 1 & I = {}^1/_2 \cdot C\,(J \mp m)(J \pm m + 1) \\ m \to m & I = Cm^2 \end{array}\right\} \qquad (3)$$

для переходов $J \to J - 1$ ($\Delta J = 1$)

$$\left.\begin{array}{ll} m \to m \pm 1 & I = {}^1/_2 \cdot C'\,(J \mp m)(J \mp m - 1) \\ m \to m & I = C'\,(J^2 - m^2) \end{array}\right\} \qquad (4)$$

C и C' — константы. Выражения (3) и (4) не зависят от типа связи моментов в атоме. Сумма интенсивностей компонент, возникающих при переходах с уровня с определенным значением m на уровни $m-1$, m, $m+1$, не зависят от m (правило сумм интенсивностей для З. я.); сумма интенсивностей всех π-компонент равна сумме интенсивностей всех σ-компонент. Распределение интенсивностей, показанное на рис. 3, характерно для переходов $J \to J - 1$ при $g_1 < g_2$, наиболее интенсивны центральная π-компонента и внутренние σ-компоненты; при $g_1 > g_2$ из σ-компонент наиболее интенсивны внешние. Для переходов $J \to J$ наиболее интенсивны внешние π-компоненты, а в каждой группе σ-компонент интенсивность спадает от центра группы к ее краям.

Исследование картины зеемановского расщепления позволяет определить значения J_1 и J_2 и другие характеристики комбинирующих уровней, что имеет большое значение для интерпретации атомных спектров.

Изложенная выше теория пригодна в случае, когда расщепление уровней под действием внешнего поля мало по сравнению с мультиплетным расщеплением, т. е. для не очень сильных магнитных полей. С возрастанием напряженности магнитного поля характер зеемановского расщепления линий изменяется все более в сторону сближения сложного З. я. с простым. В очень сильных полях, для к-рых расщепление в магнитном поле много больше мультиплетного расщепления, получается классич. триплет, каждая компонента к-рого имеет тонкую структуру: т. н. я в л е н и е П а ш е н а—Б а к а (рис. 4). Дополнительная энергия уровня определяется в этом случае

суммой энергий взаимодействия спинового и орбитального моментов с магнитным полем и спинорбитальным взаимодействием $\Delta W_{SH} = -\mu_{SH}H$, $\Delta W_{LH} = -\mu_{LH}H$, $\Delta W_{LS} = Am_Lm_S$ (A — константа, характеризующая спинорбитальное взаимодействие и зависящая от S и L); энергия уровня $W = W_0 + \mu_B H(m_L + 2m_S) + Am_Lm_S$. Для получения картины расщепления необходимо учесть правила отбора: $\Delta m_S = 0$ и $\Delta m_L = 0, \pm 1$ ($\Delta m_L = 0$ дает π-компоненты, $\Delta m_L = \pm 1$ даст σ-компоненты).

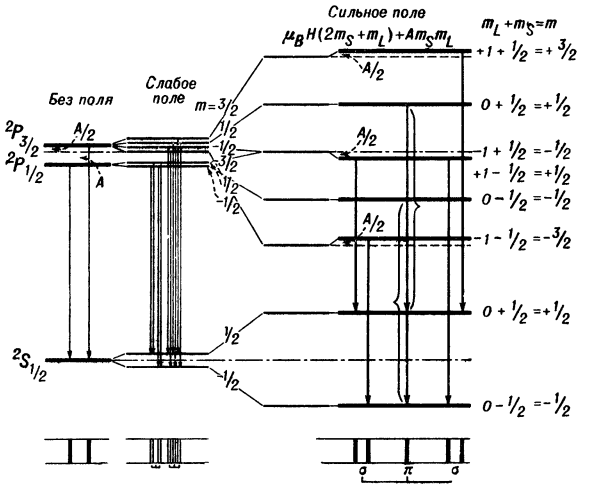


Рис. 4. Изменение картины зеемановского расщепления уровней $^2P_{3/2}$, $^2P_{1/2}$ и $^2S_{1/2}$ и соответствующих спектральных линий (внизу) в зависимости от напряженности магнитного поля H. Стрелками показаны переходы, разрешенные правилами отбора.

Для промежуточных полей сумма проекций моментов на направление поля сохраняется ($m = m_L + m_S$), а 2 уровня с одинаковыми значениями проекций моментов на направление поля не пересекаются (рис. 4), что позволяет однозначно сопоставить зеемановские подуровни в слабом и сильном полях.

М. А. Ельяшевич, М. М. Сущинский.

Наблюдение З. я. в молекулярных спектрах имеет меньшее значение, т. к. расшифровка электронных переходов молекул производится гл. обр. по вращательной структуре. Кроме того, наблюдение З. я. в полосатых спектрах представляет большие экспериментальные трудности из-за сложности расщепления и близости линий вращательной структуры [5]. З. я. в молекулярных спектрах исследуется также методами радиоспектроскопии. В этом случае обычно имеют дело с молекулами в основном электронном состоянии, к-рое для большинства молекул относится к типу $^1\Sigma$, т. е. не имеет ни орбитального, ни спинового магнитного момента. Очень небольшой магнитный момент молекулы в таком состоянии может быть обусловлен ее вращением и магнитным моментом ядер. В обоих случаях может наблюдаться З. я. в радиочастотном вращательном спектре. В последнем случае наблюдается расщепление в сверхтонкой структуре спектра, к-рое может быть использовано для определения магнитных моментов ядер [5]. З. я. можно наблюдать также в спектрах кристаллов в случае, когда эти спектры имеют выраженную дискретную структуру (см. *Спектроскопия кристаллов*).

Изложенное выше относится как к испусканию, так и к поглощению света, т. е. применимо и к обратному З. я. Наблюдение обратного З. я. имеет особенное значение при исследовании спектров поглощения в кристаллах [6, 7].

М. Д. Галанин

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Кондон Е. и Шортли Г., Теория атомных спектров, пер. с англ., М., 1949; 3) Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1961; 4) Герцберг Г., Спектры и строение двухатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; 5) Гордн В., Смит В., Трамбаруло Р., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1955; 6) Ельяшевич М. А., Спектры редких земель, М., 1953; 7) Архангельская В. А. и Феофилов Н. П., Явление Зеемана для анизотропных центров в кубической кристаллической решетке, «Оптика и спектроскопия», 1958, т. 4, вып. 5; 8) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 28, B. — Göttingen, Hdlb., 1957.

ЗЕЛЬМЕЙЕРА ФОРМУЛА — связывает показатель преломления среды n с частотой света ν. З. ф. имеет вид

$$n^2 = 1 + (e^2/\pi m)\sum_i [N_i/(\nu_i^2 - \nu^2)]$$

(ν_i — частоты собственных колебаний электронов внутри атома, совпадающие с частотами линий поглощения; N_i — число электронов с собственной частотой колебаний ν_i; e и m — заряд и масса электрона). З. ф., выведенная на основе весьма грубых представлений о возникающих под действием света квазиупругих колебаниях молекул среды, совпадает с соответствующей ф-лой, полученной в электронной теории [см. ф-лу (4) в ст. *Дисперсия света*].

ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕ — процесс внутри Земли, сопровождающийся разрывом сплошности горных пород и образованием сейсмич. волн. Наиболее сильны и часты тектонич. З., при к-рых упругие напряжения возникают под воздействием физико-химич. процессов, сопровождающихся локальными деформациями. Причиной вулканич. З. является нарастающее давление подземных газов, а обвальных — уменьшение прочности или размыв стенок каверн. Распределение напряжений в Земле неравномерно, и нарушения сплошности происходят в местах концентрации нарастающих напряжений. Область, где имеются нарушения сплошности и необратимые деформации в Земле, наз. гипоцентром или *очагом землетрясения*. Проекция этой области на земную поверхность наз. эпицентром З. Очаги З. могут находиться на разных глубинах до 700 *км* ниже поверхности Земли, но чаще всего лежат в пределах земной коры.

Подавляющее большинство З. происходит в поясах совр. горообразования (геосинклинали). Обширные изменения земного рельефа: горы, области значительных опусканий, глубоководные океанич. впадины и др. являются следствием внутриземных процессов, проявляющихся в деформациях значительных участков земной коры. При малых скоростях этих процессов возникают пластич. деформации горных пород. Эти деформации продолжаются на протяжении геологич. периодов. При сравнительно больших скоростях деформации сопровождаются трещинами и разрывами и, как следствие, З. Сила сотрясений колеблется в широких пределах и оценивается обычно по 12-балльной шкале, основанной на наблюдаемых разрушениях и других признаках. Разрушения наступают при З. с силой более 6 баллов. Совр. шкала интенсивности (магнитуд) З. основана на определении энергии излучаемых очагом упругих волн по наблюдениям сейсмич. станций. Эта энергия при сильнейших З. (с магнитудой более 8) достигает 10^{26} *эрг*. Магнитуда З. пропорциональна логарифму энергии. Для установления соответствия между балльностью и интенсивностью необходимо знать глубину очага.

Сейсмич. станции регистрируют до сотни тысяч З. в год. В среднем на Земле ежегодно происходит неск. десятков серьезных разрушительных З. При З. на дне океанов на поверхности воды возникают волны —

т. н. цунами, к-рые при набегании на берега часто причиняют огромные разрушения.

Упругие волны З. распространяются через Землю, что позволяет исследовать ее строение (см. *Земля* и *Сейсмические волны*).

Лит.: 1) Саваренский Е. Ф. и Кирнос Д. П., Элементы сейсмологии и сейсмометрии, 2 изд., М., 1955, гл. 1, Введение; 2) Голицын Б. Б., Избранные труды, т. 2, М., 1960; 3) Магницкий В. А., Основы физики Земли, М., 1953; 4) Джеффрис Г., Земля, ее происхождение, история и строение, пер. с англ., М., 1960.

Е. Ф. Саваренский.

ЗЕМЛЯ — третья по порядку от Солнца большая планета Солнечной системы. Форма З. близка к поверхности эллипсоида вращения, экваториальный радиус которого равен 6378,245 *км*, а полярный — 6356,863 *км* (эллипсоид Красовского). Более точно З. может быть представлена 3-осным эллипсоидом, в к-ром разность между большой и малой полуосью экватора составляет 210 *м*. Площадь поверхности З. равна $510 \cdot 10^6$ *км*^{2}, из к-рой на долю суши приходится $149 \cdot 10^6$ *км*^{2} (29%). Масса З. равна $5{,}976 \cdot 10^{27}$ *г*. Ускорение силы тяжести, являющееся равнодействующей силы притяжения З. и центробежной силы, развивающейся вследствие ее вращения, на поверхности З. составляет: на экваторе 978,049 *см/сек*^{2}, а на полюсах 983,235 *см/сек*^{2}.

Движение З. Помимо движения З. в составе Солнечной системы вокруг галактич. ядра, наблюдается вращение ее относительно собственной оси, обращение вокруг Солнца и смещение З. относительно оси вращения. Период вращения З. вокруг своей оси по отношению к Солнцу определяет единицу времени — солнечные *сутки*. Относительно точки весеннего равноденствия З. совершает один оборот в течение 23 час. 56 мин. 4 сек. среднего солнечного времени (звездные сутки). Точные исследования постоянства вращения З., ставшие возможными с введением в астрономич. практику *кварцевых часов*, позволили установить неравномерность вращения З. Обнаружены т. н. вековое замедление скорости вращения З. вследствие приливного воздействия Луны, периодич. неправильности в основном с периодом в один год и с амплитудой ок. 0,001 *сек*, происходящие, по-видимому, вследствие сезонных изменений на земной поверхности, и флуктуационные изменения (см. *Эфемеридное время*). Открытие неравномерности вращения З. заставило отказаться от суточного вращения З. как эталона времени и принять единицу времени, основанную на обращении З. вокруг Солнца.

Центр тяжести системы Земля—Луна движется вокруг Солнца по эллиптич. орбите с периодом обращения относительно звезд (сидерический, или звездный, год) ок. 365 суток 6 час. 9 мин. 10 сек. Тропич. год, являющийся периодом смены времен года и отсчитываемый по отношению к точке весеннего равноденствия, равен 365 суткам 5 час. 48 мин. 46 сек. Тропич. год лежит в основе совр. систем счета времени. Большая полуось земной орбиты равна 149,5 млн. *км*. Эксцентриситет земной орбиты равен 0,0167, вследствие чего З. в перигелии приближается к Солнцу до 147 млн. *км* (в начале января), а в афелии удаляется до 152 млн. *км* (в начале июля). Движение З. по орбите, в соответствии с *Кеплера законами*, неравномерно. Средняя скорость движения З. по орбите равна 29,76 *км/сек*.

Ось вращения З. наклонена к плоскости орбиты — эклиптике — на угол, близкий к 66°33′ и изменяющийся монотонно вследствие *прецессии* от планет и периодически вследствие *нутации*.

Сама З. как тело не сохраняет неизменным свое положение относительно оси вращения, в результате чего происходит движение полюсов З. по ее поверхности. Это движение складывается из векового и периодического со средними периодами в 14 и 12 месяцев и амплитудой ок. 15 *м*.

Главным источником энергии для большинства явлений, происходящих на поверхности З., является *солнечное излучение*. На весь земной шар падает в год $5{,}4 \cdot 10^{31}$ *эрг* лучистой энергии Солнца. Ок. 55% этой энергии поглощается атмосферой и почвой, а затем, после ряда превращений, покидает З.; остальное количество энергии непосредственно отражается в мировое пространство (см. *Баланс тепловой*, *Баланс радиационный*). Корпускулярное излучение Солнца совместно с коротковолновым (ультрафиолетовым и рентгеновским) его излучением оказывает существенное влияние на многие геофизич. явления (см. *Солнечная активность*).

Незначит. количество тепла на земную поверхность поступает из недр З. (1 : 5000 доля поступающего солнечного излучения). Однако источники этого тепла изучены еще недостаточно. Самый достоверный из них — выделение энергии при распаде радиоактивных элементов.

З. окружена мощным слоем атмосферы, к-рая на больших высотах изучается с помощью ракет и искусственных спутников З. См. *Атмосфера*.

Вопрос о происхождении и развитии Земли рассматривается внутри более общей космогонич. проблемы о происхождении и развитии всей Солнечной системы в целом. См. *Космогония*.

К. А. Куликов, В. В. Подобед.

Возраст З., согласно космогонич. теориям, следует исчислять с момента образования ее как изолированной системы. Учитывая, что скорость радиоактивного распада в термодинамич. условиях З. постоянна, для определения возраста З. можно использовать распад любого естественного радиоактивного элемента при условии, что средняя продолжительность его жизни сравнима со временем существования З.

Наиболее достоверные значения возраста З. получаются с помощью свинцового метода, основанного на определении количества и изотопного состава свинца, образовавшегося в результате распада природного урана. Косвенными методами возраст З. можно оценить на основании значений возраста метеоритов, т. к. метеориты и З. принадлежат к одной и той же системе и со времени образования существовали, по-видимому, как изолированные тела. Согласно совр. определениям, возраст З. заключен в пределах $4—5 \cdot 10^9$ лет.

И. Е. Старик.

Строение З. Основные данные о внутр. строении З. дает сейсмология на основании изучения особенностей распространения *сейсмических волн*, возникающих при землетрясениях. Для этой цели наблюдают также упругие волны от искусственных взрывов большой силы, приливы в теле З., а также собственные колебания З. Нек-рые дополнительные данные дают геомагнитные, гравиметрические, вулканологич. и астрономич. наблюдения.

Основным результатом сейсмич. наблюдений является годограф — зависимость времени пробега волны от эпицентрального расстояния, из к-рого получают значения скоростей сейсмич. волн внутри З.

Т. к. скорости v_p и v_s сейсмич. волн (продольных p и поперечных s) зависят от плотности ρ, модуля сжатия k и модуля сдвига μ следующим образом:

$$v_p = \sqrt{\frac{k + 4/3\mu}{\rho}}, \quad v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \qquad (1)$$

то по одним сейсмич. данным мы не можем получить все 3 параметра, а только их отношения. Для определения плотности внутри З. обычно используют еще плотность у подошвы коры $\rho_0 = 3{,}32$ *г/см*^{3}, среднюю плотность З. $\rho_m = 5{,}52$ *г/см*^{3} и момент инерции З., получаемые из гравиметрич. определений и из определения постоянной прецессии. Плотность, удовлетворяющую всем условиям, можно определить из ур-ния:

$$\frac{d\rho}{dr} = \frac{g\rho}{v_p^2 - 4/3 v_s^2} + \alpha\rho\tau, \qquad (2)$$

где r — расстояние от центра З., g — ускорение силы тяжести, τ — отклонение геотермич. градиента от адиабатического, α — коэфф. теплового расширения ($\alpha = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$, где v — объем, T — температура, p — давление). Однако это решение не однозначно, т. к. неизвестны τ и степень дифференциации З. Без к.-л. предположений можно определить верхний и нижний пределы плотности. На рис. 1 приводятся пределы ρ по М. С. Молоденскому [1] и одна из кривых ρ, полученная Булленом по ур-нию (2). Зная ρ, можно определить k и μ. Среднее значение $\bar{\mu} \sim 10^{12}$ *дин/см²* получается по данным о приливах в теле З. и о колебаниях полюса.

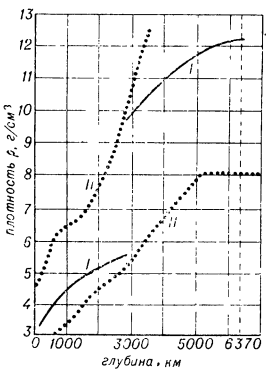


Рис. 1. График зависимости плотности Земли от глубин: I — по данным Буллена; II — верхний и нижний пределы плотности по данным Молоденского.

В результате наблюдений установлено, что З. состоит из 3 основных частей (геосфер): земной коры, оболочки и ядра, различающихся по физич. свойствам.

З е м н а я к о р а. Первый крупный скачок в скоростях сейсмич. волн происходит на так наз. границе Мохоровичича, к-рая принимается за подошву земной коры. Толщина земной коры в среднем равна 33 *км*. На рис. 2 представлены схематически разрезы земной коры на континентах и океанах. Названия гранитный и базальтовый слой несколько условны и даны по преобладающей в данном слое породе. Идентификация производится путем сопоставления наблюденных скоростей сейсмич. волн со скоростями, полученными в лабораториях для различных горных пород. Плотность гранитного слоя принимается равной 2,7 *г/см³*, базальтового — 2,9—3,0 *г/см³*, подкоровой среды — 3,3—3,4 *г/см³*. В различных районах существуют значительные уклонения от этих схем; иногда четкая граница между базальтовым и гранитным слоями отсутствует, переход между ними носит диффузный характер. В нек-рых впадинах (юж. часть Каспия) прямо под мощным слоем осадков лежит базальтовый слой. В горах, как правило, земная кора утолщается, образуя выступ в подкоровую среду (корни гор). Утолщение развивается за счет увеличения мощности гранитного или базальтового слоя или обоих вместе.

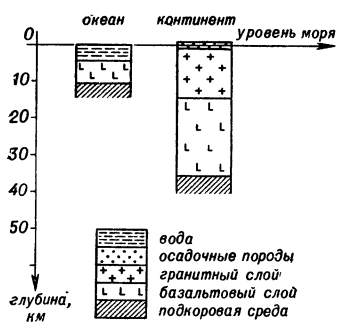


Рис. 2.

Темп-ра коры растет с глубиной. Среднее значение геотермич. градиента τ на суше $\sim 3°$ на 100 *м*. Тепловой поток через земную поверхность равен в среднем $1 \cdot 10^{-6}$ *кал/см² · сек*, что (вместе с данными о выделении радиогенного тепла и коэфф. теплопроводности) позволяет оценить темп-ру на глубине 40 *км* в 800—1000°С. Гравиметрич. наблюдения устанавливают, что значительные по площади участки земной коры находятся в состоянии изостатич. компенсации (см. *Изостазии гипотеза*).

Геологич. и геодезич. данные показывают, что все области земной коры находятся в движении. Наиболее распространенный вид движений — вертикальные колебательные движения, приводящие к формированию рельефа, наступлениям и отступлениям моря и к размыву, переносу и переотложению горных пород. В последние годы палеомагнитные определения дают основания для предположений о существовании крупных горизонтальных перемещений больших участков коры.

О б о л о ч к а З. На рис. 3 приведены кривые скоростей продольных p и поперечных s волн внутри З., начиная с глубины 100 *км*, из к-рых следует основное разделение З. по глубине на слои. Слои B, C и

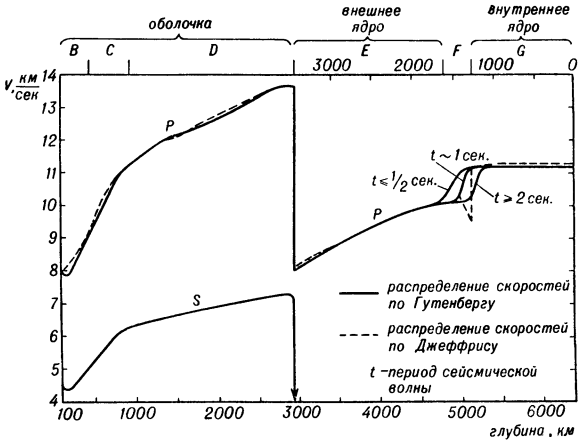


Рис. 3.

D образуют оболочку З. Факт прохождения поперечных волн через оболочку З. позволяет сделать вывод о ее твердом состоянии. Верхняя часть оболочки (слой B) считается состоящей из перидотитов или дунита; в последнее время высказано предположение об эклогитовом составе оболочки.

Вязкость вещества на протяжении оболочки варьирует в широких пределах (в среднем, очень условно, ее принимают $\bar{\eta} \sim 10^{22}$ *пуаз*). На основании вариаций земного магнитного поля можно определить электропроводность внутри З., значение к-рой нарастает от 10^{-4} *ом⁻¹см⁻¹* в верхнем слое оболочки B до 1 *ом⁻¹ см⁻¹* на границе с ядром З.

Темп-ра оболочки растет с глубиной сначала быстро, затем очень медленно, достигая на границе с ядром 3 000—5 000°С. Очень существенным является наличие волновода — слоя низких скоростей, к-рый начинается под континентами на глубине 100 *км*, а под океанами — 50 *км*. Нижняя граница волновода, повидимому, расплывчата. Характерна приуроченность к этим глубинам (60—150 *км*) очагов вулканов, что указывает на темп-ру 1 500°К (темп-ра плавления лав).

Проблематичным является состояние переходного слоя C, о природе к-рого высказан ряд гипотез: полиморфич. переход, изменение состава, кристаллизация, замена ионных связей ковалентными.

З. в целом находится в состоянии, близком к гидростатич. равновесию. Однако наличие очагов землетрясений до глубин в 700 *км* указывает на значительные напряжения до этих глубин. Нарушения равновесного состояния до глубин в сотни *км* подтверждается также данными, полученными в результате регистрации длинных поверхностных волн ($t \sim 600$ *сек*) и наблюдений за искусственными спутниками З. Последние дают возможность судить об отличии истинной фигуры З. от фигуры равновесия.

Процесс развития З. обычно рассматривается как процесс дифференциации. При этом ряд исследователей отводит большую роль конвекции в оболочке. Однако это предположение противоречит идее дифференциации. Если конвекция и происходит, то в однородных, сравнительно тонких слоях. Постоянство

теплового потока на поверхности З. также свидетельствует против больших конвекционных потоков.

Ядро З. ограничено сферич. поверхностью радиуса $R = 3473 \pm 4$ *км* и делится (см. рис. 3) на 3 области — внешнее ядро (E), переходная зона (F), внутреннее ядро (G). Общепринято, что вещество ядра находится в металлич. состоянии. Наиболее вероятно, что ядро состоит из железа или железо-никелевых сплавов. По гипотезе Лодочникова-Рамзея [1, 4, 5] ядро состоит из ферро-магниевых силикатов, к-рые при господствующих в ядре давлениях ($>1{,}35 \cdot 10^6$ *атм*) испытывают фазовое превращение и переходят в металлич. состояние. Сравнение геофизич. данных с экспериментальными данными по ударному сжатию до давлений в неск. млн. атмосфер железа, дунита и других веществ дает возможность проверить различные гипотезы о составе ядра З. Это сравнение говорит в пользу «железной» гипотезы. Такой важнейший минерал, как оливин, ударно сжатый до $p \approx 2{,}4 \cdot 10^6$ *атм*, не обнаруживает фазового перехода в металлич. состояние. С другой стороны, сравнение лабораторных данных по сжатию чистого Fe с геофизич. данными показало качественное соответствие. Поэтому большинство исследователей считает ближе всего к истине предположение о том, что ядро состоит из Fe с добавлением других веществ (Ni, легких металлов или Si).

Теория нутации, особенности отражения сейсмич. волн, в частности непрохождение поперечных волн, дают основание предполагать, что внешнее ядро является жидким. Данные по поглощению продольных волн в зоне E позволяют оценить среднюю вязкость внешнего ядра $\eta \leqslant 10^9$ *пуаз*. Обнаруженная Гутенбергом дисперсия скоростей продольных волн, с периодами $t \sim 1$ *сек* в зоне F (см. рис. 3), указывает, что вязкость в этой области $\eta \sim 10^{12}$ *пуаз*. Учитывая также требования теории *земного магнетизма* к вязкости вещества, слагающего зону E, можно заключить, что в зонах E и F происходит экспоненциальное нарастание вязкости от значений $\eta \sim 10^5$ *пуаз* на границе с оболочкой до $\eta \sim 10^{12}$ *пуаз* в зоне F.

Вопрос о физич. состоянии внутр. ядра остается открытым. Существуют 2 гипотезы: а) о твердом кристаллич. состоянии внутр. ядра, б) об аморфном состоянии внутр. ядра с $\eta > 10^{12}$ *пуаз*, при к-ром через него могут проходить поперечные волны. Последняя гипотеза исходит из того, что все ядро находится в однофазном состоянии и переход от эффективно жидкой области (зона E) в эффективно твердую (зона G) обусловлен ростом η.

Физич. параметры ядра З. (теплоемкость, коэфф. теплового расширения, коэфф. теплопроводности и электропроводности) принимаются по порядку величины равными таковым для железа в условиях высоких темп-р $T \sim (4—5) \cdot 10^3$°K и высоких давлений $p \sim 1{,}5—3{,}5 \cdot 10^6$ *атм*. Темп-ру в ядре считают близкой к темп-ре плавления железа. Это дает $\approx 4\,000$°K для внешних областей ядра З., граничащих с оболочкой, и 6 000°K в центре Земли. Плотность во внешнем ядре равномерно нарастает от значений $\rho \sim 10$ *г/см*^{3} на границе с оболочкой до значений $\rho \sim 12$ *г/см*^{3} на нижней границе. Определить ход плотности во внутр. ядре не удается столь надежно. Можно лишь заключить, что $12 \leqslant \rho \leqslant 18$ *г/см*^{3}. Давление, соответственно, возрастает на протяжении ядра З. от $p \approx 1{,}35 \cdot 10^6$ *атм* до значений $p \approx (3{,}6—4) \cdot 10^6$ *атм*.

В земном ядре З. расположены источники магнитного поля З. Геомагнитное поле обусловлено обычными электрич. токами, циркулирующими во внешнем ядре. Полагают, что эти токи возникают при гидродинамических движениях жидкого проводящего ядра (см. *Земной магнетизм*).

В. А. Магницкий, В. Н. Жарков.

Лит.: 1) Блажко С. Н., Курс сферической астрономии, 2 изд., М., 1954; 2) Магницкий В. А., Основы физики Земли, М., 1953; 3) Саваренский Е. Ф. и Кирнос Д. П., Элементы сейсмологии и сейсмометрии, 2 изд., М., 1955; 4) Строение земной коры по сейсмическим данным. Сб. статей, пер. с англ., М., 1959; 5) Джеффрис Г., Земля, ее происхождение, история и строение, [пер. с англ.], М., 1960; 6) Gutenberg B., Physics of the earth's interior, N. Y.—L., 1959.

ЗЕМНАЯ КОРА — см. *Земля*.

ЗЕМНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — тепловое излучение земной поверхности. Измерения З. и. показали, что земная поверхность излучает как серое тело: во всех длинах волн З. и. отличается на один и тот же множитель от излучения абсолютно черного тела при той же темп-ре. Таким образом, если темп-ра земной поверхности равна T, то для потока З. и. $E_з$ справедливо равенство: $E_з = \delta\sigma T^4$, где δ — относительная излучательная способность земной поверхности, σ — постоянная Стефана—Больцмана. Как правило, величины δ для различных видов земной поверхности колеблются в пределах 0,90—0,98. Наиболее близким к абсолютно черному телу по своему излучению оказывается свежевыпавший снег ($\delta = 0{,}99$). В диапазоне темп-р от —50° до +50°C З. и. изменяется в пределах примерно от 0,20 до 0,88 *кал/см*$^2 \cdot$ *мин*. З. и. является одним из важнейших факторов, определяющих тепловой режим земной поверхности.

Лит.: Кондратьев К. Я., Лучистый теплообмен в атмосфере, Л., 1956.

ЗЕМНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ — естественное нестационарное электрич. поле, создающееся в земной коре и наблюдаемое обычно в ее тонком поверхностном слое. З. э. п. представляет собой сумму ряда полей, вызванных разными причинами. Выделяют поля региональные (поля теллурич. токов), распространяющиеся на большие районы размера континентов и океанов, к-рые в своей совокупности охватывают всю земную поверхность, и поля локальные, ограниченные сравнительно небольшими ее участками.

Важнейшим фактором, определяющим структуру региональных полей, является распределение суши и моря. Напряженность поля в океанах и морях ввиду малого удельного сопротивления ρ морской воды (порядка немногих десятков *ом·см*) всегда меньше, а плотность тока больше (в сотни раз), чем на суше ($\rho = 10^2—10^7$ *ом·см*). Амплитуды средних значений горизонтальной составляющей напряженности поля изменяются от десятых долей *мв/км* (в районах мощных осадочных толщ) до единиц и неск. десятков *мв/км* (в районах неглубокого залегания кристаллич. пород с высоким значением $\rho = 10^5—10^7$ *ом · см*). Плотность тока в осадочных толщах достигает десятых долей *а/км*^{2}. Наиболее интенсивные поля наблюдаются в высоких географич. широтах.

Обнаружена корреляция между изменениями во времени региональных полей и вариациями магнитного поля Земли, электрич. процессами в ионосфере и солнечной активностью. Образование этих полей связывается с системами токов, циркулирующих в ионосфере, однако природа их окончательно не установлена. Локальные поля более разнообразны и причины их в ряде случаев известны достаточно точно. Главнейшие из них: 1) электрохимические поля, возникающие в присутствии природных электронных проводников; их непосредственной причиной является различие в величине скачка потенциала (порядка десятков и сотен *мв*) в разных частях границы проводника с ионной средой; 2) фильтрационные поля, обусловленные фильтрацией воды через пористые (трещиноватые) горные породы; 3) диффузионные поля, к-рые образуются вследствие диффузии ионов солей, растворенных в водах, насыщающих горные породы; а также поля, обусловленные термич. причинами,

электрич. токами в атмосфере (грозовые разряды) и др. Результатами наблюдений этих полей широко пользуются для решения ряда геологич. задач.

П. Н. Тверской.

ЗЕМНОЕ ЯДРО — см. *Земля.*

ЗЕМНОЙ МАГНЕТИЗМ (геомагнетизм). Обусловливает существование вокруг Земли магнитного поля. Это поле в каждой точке пространства характеризуется вектором напряженности T, величина и направление к-рого определяются 3 прямоугольными составляющими X, Y, Z (северной, восточной и вертикальной) или 3 элементами З. м.: горизонтальной составляющей H, магнитным склонением D (углом между горизонтальной составляющей и плоскостью географич. меридиана) и магнитным наклонением J (углом между вектором T и плоскостью горизонта). Магнитное поле Земли изучается путем магнитных измерений (магнитной съемки); такие измерения проведены уже в большом числе пунктов на суше, а также на морях и океанах (при помощи немагнитных судов, на дрейфующих льдинах), в воздухе (аэромагнитная съемка) и на больших высотах (при помощи ракет и искусственных спутников Земли). При этом пользуются приборами различных типов: спец. *компасы магнитные*, теодолиты магнитные, электрич. *магнитометры*, магнитные весы, магнитометры с магнитонасыщенными датчиками и приборы, основанные на явлении парамагнитного (электронного и ядерного) резонанса.

Магнитное поле Земли слагается из постоянного (устойчивого) поля, создаваемого магнетизмом самого земного шара, и переменного поля (или магнитных вариаций), обусловленного электрич. токами, текущими над земной поверхностью и в земной коре.

Постоянное поле различно в разных точках Земли и подвержено медленным (вековым) изменениям. Для изучения пространственного распределения постоянного поля на географич. карты наносят значения магнитного склонения, горизонтальной и вертикальной составляющих напряженности магнитного поля и магнитного наклонения и соединяют линиями точки, в к-рых их значения равны. Такие линии наз. соответственно изогонами, изодинамами горизонтальной и вертикальной составляющих и изоклинами. На картах видно, что J меняется от 0 в приэкваториальной области до $\pm 90°$ в полюсах магнитных, а H и Z соответственно от 0,42 *э* и 0 *э* в приэкваториальной области до 0 *э* и 0,70 *э* в магнитных полюсах. Полная напряженность магнитного поля, таким образом, изменяется от 0,42 *э* в приэкваториальных областях до 0,70 *э* на полюсах.

В первом приближении геомагнитное поле подобно полю диполя или однородно намагниченного шара, магнитный момент к-рого равен $8{,}3 \cdot 10^{25}$ СГСМ и направлен под углом $\sim 11{,}5°$ к оси вращения Земли. Полюсы однородно намагниченного шара — *полюсы геомагнитные* — не совпадают с магнитными полюсами. Отклонения фактич. распределения элементов З. м. от среднего для данной области — т. н. магнитные аномалии — могут значительно различаться по площади и по интенсивности. Пример мировых (материковых) аномалий — Восточно-сибирская аномалия; локальными аномалиями являются Магнитогорская и Криворожская.

Вековые вариации постоянного магнитного поля не одинаковы на всем земном шаре. В т. н. центрах векового хода они наиболее интенсивны и достигают $150 \cdot 10^{-5}$ *э* в год и более, тогда как в других районах изменения поля очень малы. Кроме региональной части вековых вариаций, существует общая часть, вызываемая изменением величины и направления магнитного момента Земли в целом. За столетие 1840—1940 гг. наблюдалось систематич. уменьшение магнитного момента Земли, составившее в общей сложности 5% и позже приостановившееся. Перемещение геомагнитных полюсов за столетие достигло 5°. Кроме того, обнаружено систематич. перемещение мировых магнитных аномалий к западу со скоростью $\sim 0°{,}2$ в год — т. н. западный дрейф геомагнитного поля. Изучение магнитного поля Земли в прошлые геологич. эпохи путем исследования магнитных свойств горных пород (*палеомагнетизм*) показывает, что направление магнитной оси Земли не всегда было одинаковым и, вероятно, несколько раз менялось на прямо противоположное, т. е. менялся знак геомагнитного поля.

Достоверной теории постоянного магнитного поля Земли нет. Локальные и региональные магнитные аномалии вызваны неравномерным распределением в земной коре пород, богатых ферромагнитными минералами. Однако общего их количества, как показывают расчеты, недостаточно для объяснения всего магнетизма земного шара в целом. Допущение о намагниченности глубинных частей Земли и его ядра представляется невозможным, т. к. на больших глубинах темп-ра значительно выше *Кюри точки* всех известных ферромагнитных веществ. Гипотеза о связи магнитного поля Земли с ее вращением не подтверждена ни экспериментально, ни теоретически. Более вероятно, что главная часть постоянного геомагнитного поля объясняется вихревыми электрич. токами, текущими в верхних слоях земного ядра. По теории Я. И. Френкеля, эти токи — индукционного, а по теории В. Эльзассера — термоэлектрич. происхождения. Развивается теория «самовозбуждающегося динамо» (Баллард, Такеути и др.), согласно к-рой электрич. токи в ядре создаются в результате механич. движений составляющего ядро жидкого вещества, обладающего высокой электропроводностью. Решение соответствующих магнито-гидродинамич. ур-ний показывает принципиальную возможность существования систем движений, к-рые могут индуцировать наблюдаемое геомагнитное поле. Математич. расчеты показывают также, что при нек-рых определенных условиях существует неустойчивость динамо-системы, к-рая может объяснить обращение знака геомагнитного поля. Гипотеза самовозбуждающегося динамо привлекается также для объяснения магнитных полей Солнца и других космич. тел.

Переменное поле не превышает, как правило, 1% от постоянного поля. Первичной причиной его являются электрич. токи, текущие в верхних слоях земной атмосферы или за ее пределами. Магнитные вариации разделяются на плавные периодические (с периодом в солнечные сутки — солнечно-суточные, или S-вариации, и с периодом в лунные сутки — лунные, или L-вариации) и неправильные колебания различной формы и амплитуды — магнитные возмущения. S-вариации и L-вариации зависят от широты места и меняются с изменением времени года, расстояния до Луны и фазы 11-летнего цикла солнечной активности, достигая 50—70γ для S-вариаций и нескольких γ для L-вариаций ($1\gamma = 10^{-5}$ *э*). Согласно динамо-теории, S-вариации и L-вариации вызываются электрич. токами, индуцируемыми в нижней части ионосферы в результате движения электропроводящих масс воздуха в магнитном поле Земли. Эта теория подтверждается ракетными измерениями магнитного поля, к-рыми обнаружен на высоте 93—105 *км* скачок в изменении величины T, свидетельствующий о наличии на этом уровне электрич. токов.

Магнитные возмущения весьма разнообразны по интенсивности и виду: от небольших и кратковременных колебаний магнитных элементов до магнитных бурь, длительностью от одного до неск. дней,

во время к-рых амплитуды колебаний магнитных элементов могут превышать 10^{-2} *э*. Магнитные возмущения тесно связаны с ионосферными возмущениями, возмущениями земных токов и полярными сияниями. Сильные магнито-ионосферные возмущения часто сопровождаются нарушениями коротковолновой радиосвязи.

Характерной формой малых возмущений являются короткопериодич. колебания, иногда правильного синусоидального характера (пульсации и микропульсации), иногда менее регулярные, с амплитудами от сотых долей до нескольких γ. Другим типом малых возмущений являются небольшие возмущения, вызываемые вспышками ультрафиолетовой радиации во время хромосферных извержений Солнца (т. н. «крошэ»), к-рые часто сопровождаются полным поглощением коротких радиоволн и прекращением радиосвязи на дневной стороне Земли.

Согласно совр. представлениям, большие возмущения, или магнитные бури, вызываются приближением к Земле выбрасываемых активными областями Солнца потоков заряженных частиц (корпускул). Корпускулярная теория бурь хорошо объясняет географич. распределение поля бурь (заряженные корпускулы отклоняются магнитным полем Земли к полярным областям, вызывая там усиление возмущенности), связь магнитных бурь с солнечными пятнами и другими проявлениями солнечной активности, 11-летнюю периодичность магнитной возмущенности и другие особенности бурь.

Предложено неск. гипотез, объясняющих механизм воздействия корпускулярных потоков на геомагнитное поле. Согласно теории Штермера—Биркеланда поле бури является магнитным полем потока заряженных частиц одного знака, проникающего в верхние слои атмосферы высоких широт и вызывающего полярные сияния. Расчет траекторий заряженных частиц в поле магнитного диполя позволил объяснить увеличение активности в полярной зоне, структуру и расположение различных форм сияний и т. д. Если поток состоит из частиц различных энергий, то зона внедрения корпускул в атмосферу Земли должна, согласно Штермеру, иметь форму спирали.

Трудности теории однозарядного потока (под влиянием электростатич. отталкивания поток должен был бы рассеяться, не достигнув земной орбиты; внедрение однозарядного потока в атмосферу должно было бы вызвать большое изменение электрич. поля Земли и т. п.) заставили выдвинуть гипотезу нейтрального (состоящего из зарядов обоих знаков) потока. Согласно взглядам С. Чепмена, в результате взаимодействия нейтрального потока с геомагнитным полем вокруг Земли возникает интенсивный электрич. кольцевой ток (на расстоянии 3—5 радиусов Земли), объясняющий основные свойства изменения H во время магнитных бурь (значительное понижение и медленное возвращение к нормальному состоянию). Измерения магнитного поля и высокоэнергичных частиц на ракетах и спутниках подтвердили существование этого кольца. Повышение H в первую фазу бури объясняют сжатием геомагнитного поля под воздействием корпускулярного потока. Теория образования экваториального тока разработана также Х. Альфвеном, который считает, что часть потока отклоняется в полярные области, вызывая там токи разрядного типа, создающие возмущающие магнитные поля. Предпринимаются попытки (Беннет и Халберт) доказать возможность существования однозарядного потока; предполагается, что взаимодействие потока с межпланетным газом, а также наличие в потоке не только электростатических, но и электромагнитных сил, обеспечивают своего рода фокусировку потока, не позволяя ему рассеяться. Предложены также динамотеории бурь, согласно к-рым магнитные поля бурь вызываются дополнительными электрич. токами в ионосфере, индуцируемыми в результате увеличения во время возмущений скорости движения или проводимости воздушных масс.

В последние годы развивается магнитогидродинамич. трактовка процессов взаимодействия корпускулярных потоков с геомагнитным полем. В частности, магнитогидродинамич. волнами в экзосфере объясняются пульсации. Магнитогидродинамич. теория магнитных бурь получила большой толчок в своем развитии в связи с обнаружением *поясов радиации*. Предполагается, что движения высокоэнергичных частиц в них приводят к изменениям геомагнитного поля.

Лит.: 1) Яновский Б. М., Земной магнетизм, 2 изд., М., 1953; 2) Chapman S. and Bartels J., Geomagnetism, v. 1—2, Oxf., 1940; 3) Митра С. К., Верхняя атмосфера, пер. с англ., М., 1955. *Н. П. Бенькова*

ЗЕМНОЙ ЭЛЛИПСОИД — эллипсоид вращения, по своим размерам и положению в теле Земли наилучшим образом представляющий фигуру Земли — *геоид*. Вследствие вращения Земли и неравномерного распределения масс в земной коре геоид (уровенная поверхность потенциала силы тяжести) имеет сложный вид, но близок по форме к эллипсоиду вращения, слабо сплюснутому в направлении полюсов (разность между большой и малой полуосями 21,4 *км*).

З. э., представляющий фигуру геоида в пределах всей Земли в целом, наз. общим земным эллипсоидом и определяется из условий: 1) равенство объемов З. э. и геоида; 2) совпадение плоскости экватора и малой оси З. э. с плоскостью экватора и осью вращения Земли; 3) сумма квадратов отступлений по высоте поверхности геоида от поверхности З. э. минимальна. Определение размеров общего З. э. и ориентирование его в теле Земли при соблюдении этих условий являются важной и сложной задачей, решаемой с помощью точных геодезич. и гравиметрич. измерений. Установлено, что отступления по высоте геоида от З. э. в отдельных частях поверхности Земли достигают порядка 150 *м*. Лучшим образом фигуру геоида представляет 3-осный З. э. с небольшим экваториальным сжатием (с разностью между большой и малой экваториальными осями в 210 *м*).

Однако использование в геодезии и картографии 3-осного эллипсоида как поверхности относимости сильно затруднило бы математич. обработку результатов геодезических измерений и усложнило бы задачу отображения земной поверхности на картах. Поэтому для указанных целей применяют обычно 2-осный З. э.

Для того чтобы при математич. обработке геодезич. и картографич. измерений избежать трудностей, обусловленных значительными отступлениями по высоте геоида от общего З. э., вместо последнего применяют референц-эллипсоид, наилучшим образом представляющий геоид в пределах ограниченной области земной поверхности (одного или неск. государств). При определении такого З. э. требуют выполнения только условия (2) и минимальности суммы квадратов отступлений геоида только в пределах данной области.

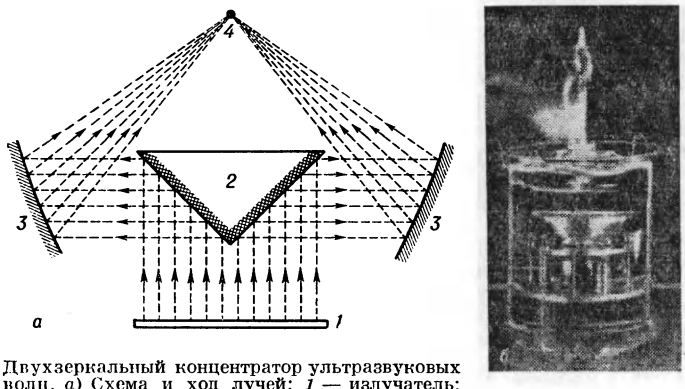
Размеры и форма З. э. обычно определяются 2 параметрами: большой (экваториальной) полуосью a и полярным сжатием $\alpha = \frac{a-b}{a}$, где b — малая полуось. Применяемый с 1946 г. в СССР З. э. — эллипсоид Красовского — имеет $a = 6\,378\,245$ *м* и $\alpha = 1{:}298{,}3$.

См. Также *Геодезия, Гравиметрия, Гравиметрия геодезическая.*

Лит. см. при ст. *Геодезия.* *А. И. Дурнев.*

ЗЕРКАЛО (акустическое) — гладкая поверхность, размеры к-рой велики по сравнению с длиной волны падающего звука, формирующая регулярное отражение звуковых волн. Гладкой, как и в оп-

тич. З., считается поверхность, шероховатости к-рой не превышают $^1/_{20}$ длины волны. По назначению и по форме акустич. З. вполне соответствуют оптич. З. Основные характеристики акустич. З. — амплитуда отраженной волны и форма ее волнового фронта; первая определяется коэфф. отражения конструкции З. (см. *Отражение звука*), вторая — его формой. Напр., плоское акустич. З. меняет лишь направление распространения волны, не меняя формы ее фронта, параболич. З. может трансформировать сходящуюся или расходящуюся волну в плоскую (или наоборот), эллиптическое — может трансформировать расходящуюся сферич. волну в сходящуюся и притом в новом центре. Примеры природного плоского акустич. З. — свободная поверхность воды в водоемах, к-рая хорошо отражает звуковые волны, падающие на границу раздела как со стороны воздуха, так и со стороны воды; в зданиях — поверхности, ограждающие помещение (стены, потолок, пол); меняя их расположение, форму и обработку, можно значительно улучшить качество звучания театров, аудиторий и т. д. Для улучшения акустич. условий на открытом воздухе или в очень гулких помещениях применяют акустич. З. в виде отражающих раковин и направляющих козырьков. В ультраакустике З. применяются для создания звуковых изображений (см. *Визуализация звуковых полей*), в качестве концентраторов ультразвука (см. *Концентратор акустический*), а также для изменения структуры волновых пучков. Примером применения акустич. З. может служить 2-зеркальный концентратор (рис.), в к-ром плоский пучок, создаваемый излучателем, падает сначала на конич. З., преобразующее его в расходящийся цилиндрический, к-рый вторым З. в форме параболоида собирается в фокальном пятне.



Двухзеркальный концентратор ультразвуковых волн. *а*) Схема и ход лучей: *1* — излучатель; *2* — коническое рассеивающее зеркало; *3* — параболическое собирающее зеркало; *4* — фокальная область. *б*) Концентратор в действии.

Лит.: 1) Розенберг Л. Д., Звуковые фокусирующие системы, М.—Л., 1949; 2) его же, «ДАН СССР», 1953, т. 91, № 5, с. 1091.

Л. Д. Розенберг.

ЗЕРКАЛО (оптическое) — стеклянное или металлич. тело, поверхность к-рого обладает правильной формой и покрыта отражающим слоем (алюминий, серебро и пр.). В оптич. системах применяются преимущественно поверхности сферич. формы, а также параболоидальные, эллипсоидальные, торические и другие несферич. поверхности. Применяются также плоские З., к-рые служат для изменения направления световых лучей в соответствии с законом отражения от плоской поверхности. В нек-рых случаях (астрономич. телескопы) точность изготовления поверхностей, необходимая для получения хороших изображений, доходит до 0,1μ. Для прожекторных или конденсорных З., проектирующих изображения больших источников света, точность может быть уменьшена в 10—100 раз.

Положение изображения, даваемого З., может быть получено из общих законов *геометрической оптики*. Если отражающая поверхность обладает осью симметрии, то положение предмета и его изображения связаны с радиусом кривизны r у вершины O (рис. 1) соотношением:

$$1/s + 1/s' = 2/r,$$

где s — расстояние от вершины O З. до предмета A, s' — расстояние до изображения A'. Эта ф-ла строго выполняется в параксиальной области, т. е. при бесконечно малых углах лучей, образуемых с осью З. Бесконечно малый отрезок прямой длины l, перпендикулярный оси, изображается отрезком прямой l', также перпендикулярным оси, причем $l' = ls'/s$. Если предмет находится на бесконечности, то s' равно фокусному расстоянию З. : $s' = f' = r/2$. Фокальная плоскость находится на расстоянии $r/2$ от вершины З. Зеркала обладают всеми аберрациями, свойственными обычным оптич. системам (см. *Аберрации оптических систем*), за исключением хроматических. Последнее обстоятельство делает особенно ценным применение З. в астрономич. *телескопах*, в *монохроматорах* (особенно инфракрасных) и других приборах.

Приведем выражение для аберрации в изображении бесконечно удаленного точечного источника, полученного с помощью одиночного З. Если меридиональный луч образует с осью З. угол w, то расстояние FA' между осью и точкой A' пересечения лучом фокальной плоскости $FA' = f'\operatorname{tg} w + z$, где z — поперечная аберрация, определяемая ур-нием:

$$8\frac{z}{f'} = -\omega'^3(1-e^2) + 6\omega'^2 w\left[1+\frac{x}{r}(e^2-1)\right] - 4\omega' w^2\left[3\left(1-\frac{x}{r}\right)^2 - 1 - 3e^2\frac{x^2}{r^2}\right] - w^3\frac{8x}{r}\left[\left(1-\frac{x}{r}\right)\left(2-\frac{x}{r}\right) - e^2\frac{x^2}{r^2}\right], \qquad (1)$$

где x — расстояние от вершины З. до входного зрачка $\omega' = h/f'$, e — эксцентриситет меридионального сечения поверхности З. Все величины на рис. 2 положительны. Первый член в ур-нии (1), пропорциональный ω'^3, наз. сферич. аберрацией, второй — комой, третий определяет астигматизм и кривизну поверхности изображений, четвертый — дисторсию.

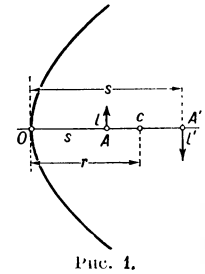


Рис. 1.

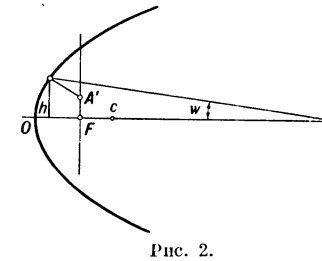


Рис. 2.

Рассмотрим нек-рые важные частные случаи. Если центр входного зрачка совпадает с вершиной O З. (случай астрономич. З.), $x = 0$, то ф-ла (1) принимает вид

$$8z/f' = -\omega'^3(1-e^2) + 6\omega'^2 w - 8\omega' w^2.$$

Для сферич. З. ($e = 0$)

$$z/f' = -\frac{1}{8}\omega'^3 + \frac{3}{4}\omega'^2 w - \omega' w^2.$$

Для параболич. З. ($e = 1$)

$$z/f' = 6\omega'^2 w - 8\omega' w^2,$$

т. е. сферич. аберрация отсутствует.

Из ф-лы (1) также вытекает известное свойство сферич. З., центр к-рых совпадает с центром З., а именно, отсутствуют все аберрации, кроме сферической и кривизны поверхности изображения. Действительно, при $x = r$ и $e = 0$ ф-ла (1) принимает вид

$$8\frac{r}{f'} = -\omega'^3 + 4\omega' w^2.$$

Этим свойством пользуются в системе Шмидта (см. *Шмидта камера*), состоящей из сферич. З. и коррекционной пластинки, помещенной во входном зрачке и исправляющей сферич. аберрацию З. Эллипсоидальные З. применяются в тех случаях, когда следует безаберрационно изобразить точку оси, находящуюся на конечном расстоянии от З., в другую точку оси. Обе точки являются фокусами эллипсоидальной поверхности. Тем же свойством обладают гиперболоидальные поверхности для случая, когда одна из точек мнимая, как это происходит в системе телескопа Кассегрена. Применяются также З., представляющие собой линзы, задняя сторона к-рых является отражающей, напр. З. Манжена (рис. 3). Такие линзы находят применение в прожекторах и в зеркально-линзовых оптич. системах.

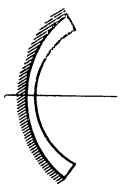


Рис. 3.

Лит.: 1) Зоннефельд А., Вогнутые зеркала, пер. с нем., М.—Л., 1935; 2) Максутов Д. Д., Астрономическая оптика, М.—Л., 1946.

Г. Г. Слюсарев

ЗЕРКАЛЬНАЯ ЧАСТОТА — частота сигнала, к-рый может быть принят супергетеродинным приемником (см. *Супергетеродин*) одновременно с принимаемым сигналом, отличающаяся от частоты последнего на удвоенное значение промежуточной частоты.

ЗЕРКАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ — устройства, обеспечивающие направленные излучение и прием электромагнитных волн с помощью зеркал (рефлекторов). З. а. — наиболее распространенный тип остронаправленных антенн в диапазоне СВЧ. Они применяются также и в области метровых волн. Широкое распространение З. а. объясняется гл. обр. принципиальной простотой радиотехнич. устройства, возможностью получения высокой направленности, сохранением направленных свойств в широкой полосе частот, малыми активными потерями, простотой конструкции и т. д. З. а. позволяют формировать диаграммы направленности различной формы и управлять ими (см. *Антенна*).

Широко распространены З. а. в виде параболоида вращения (рис. 1) или вырезки из параболоида и параболич. цилиндра. Зеркало в виде параболоида преобразует сферич. фронт волны, источник к-рой находится в фокусе, в плоскую волну. Параболич. цилиндр трансформирует цилиндрич. волну, выходящую из линейного источника, расположенного вдоль фокальной линии, также в плоскую волну. Строго говоря, сказанное относится к зеркалам весьма больших размеров по сравнению с длиной волны.

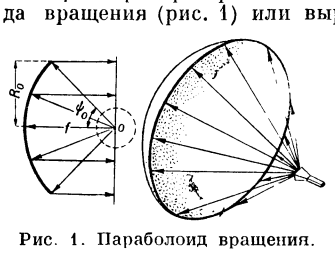


Рис. 1. Параболоид вращения.

Наиболее распространенный метод расчета диаграммы направленности параболич. антенн состоит в том, что вначале определяются поля в раскрыве параболоида. Раскрывом (апертурой) зеркала наз. проекция зеркала на плоскость, перпендикулярную его оптич. оси. Методами геометрич. оптики, а затем по полю в раскрыве методами волновой оптики вычисляется диаграмма направленности [1, 2, 3]. В области главного лепестка диаграммы направленности и ближайших к нему боковых такой апертурный метод расчета обеспечивает достаточную точность. При расчете диаграммы направленности параболоида предполагается, что любая точка зеркала находится в дальней волновой зоне облучателя.

При этом считается, что вектор плотности поверхностных токов на зеркале определяется выражением: $\boldsymbol{j}' = -2[\boldsymbol{n}\,\boldsymbol{H}_n]$, где $\boldsymbol{H}_n$ — магнитный вектор падающей волны, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности; хотя, строго, указанное выражение справедливо для бесконечной плоской отражающей поверхности, но им можно пользоваться и для зеркал с большим радиусом кривизны. Влияние кривизны отражающей поверхности на величину плотности тока, вычисленную по законам геометрич. оптики, рассмотрено в работах [4, 5].

Для заданной диаграммы направленности диаметр раскрыва зеркала $2R_0$ можно определить по ф-ле: $2R_0 = 70\lambda/2\theta^\circ_{0,5}$, где $2\theta^\circ_{0,5}$ — ширина диаграммы по половине мощности, λ — длина волны. Обычно для параболич. антенн отношение $f/2R_0$ (f — фокусное расстояние) выбирается равным от 0,35 до 0,5. Для реальных зеркал и облучателей коэфф. использования поверхности параболич. антенны (включая кпд облучателя) колеблется от 0,5 до 0,65. Коэфф. использования поверхности З. а. наз. отношение коэфф. усиления З. а. к коэфф. усиления гипотетич. плоской антенны, ток на к-рой постоянен по амплитуде и фазе; размеры плоской антенны совпадают с раскрывом З. а.

На рис. 2 показаны некоторые типы облучателей параболич. антенн. В параболоиде вращения управлять диаграммой направленности можно в небольших пределах; вращение облучателя вокруг фокуса параболоида вращения вызывает конич. вращение игло-образного луча. Это применяется в радиолокационных станциях для создания т. н. равносигнальной зоны (см. *Радиолокация*). Тонкую структуру диаграммы направленности параболич. антенн (уровень дальних боковых лепестков) можно исследовать, применяя более точные методы расчета, с учетом возмущения поля на краях зеркала [4, 5]. Уровень излучения вдали от главного лепестка у параболич. антенн в среднем не может быть сделан меньше 40—50 *дб* относительно излучения в главном направлении.

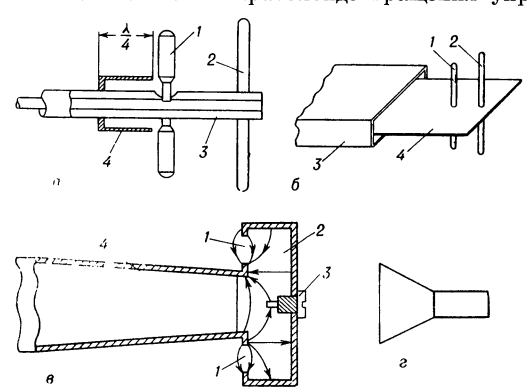


Рис. 2. Типы облучателей зеркальных антенн: *а*) *1* — вибратор; *2* — рефлектор; *3* — коаксиальный кабель; *4* — четвертьволновый защитный стакан. *б*) *1* — вибратор; *2* — рефлектор; *3* — волновод; *4* — пластина. *в*) *1* — щели; *2* — резонансная полость; *3* — настроечный штырь; *4* — волновод. *г*) Рупор.

В случае, когда в одной плоскости нужно получить более широкую диаграмму, чем в другой, применяют вырезку параболоида вращения. Такие З. а. применяются при отношении ширины лучей во взаимноперпендикулярных плоскостях, не превышающих 2—3. Если это отношение должно быть бо́льшим или в одной из плоскостей нужно создать веерную диаграмму (см. *Направленное действие антенны*), то в этом случае целесообразно применять параболич. цилиндр. Облучатель, создающий более узкую диаграмму, в этом случае располагается вдоль фокальной линии; он представляет собой линейный источник, формирующий цилиндрич. волну. Линейный излучатель может представлять собой многощелевой волновод или сегментную параболу (рис. 3). Последняя, по существу, является разновидностью параболич. цилиндра и представляет собой узкую параболич. полоску, помещенную между параллельными металлич. пластинами.

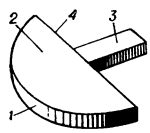


Рис. 3. Сегментно-параболический излучатель: *1* — параболическая металлическая полоска; *2* — металлические плоскости; *3* — волноводный облучатель; *4* — раскрыв.

Цилиндрические параболич. антенны дают новые возможности с точки зрения качания диаграммы в фокальной плоскости; смещение луча на значит. угол получается изменением фазировки дискретных источников, составляющих линейный излучатель.

Сферич. зеркала применяются в случаях, когда требуется управлять диаграммой в сравнительно широком угле; форма луча не искажается при перемещении облучателя по сферич. поверхности, радиус к-рой $\approx 1/2$ радиуса сферич. зеркала (рис. 4). Применяемый сегмент сферич. зеркала при каждом положении облучателя определяется степенью отклонения соответствующего участка сферич. зеркала от параболического [6]. В радиолокации распространены антенны с зеркалами спец. формы. Они применяются, когда требуется обеспечить диаграмму направленности определенного вида (напр., типа $\mathrm{cosec}^2\,\theta$). При этом соответствующая поверхность зеркала может быть рассчитана методами геометрич. оптики, по заданной диаграмме направленности антенны $\Phi(\theta)$ и диаграмме направленности облучателя $T(\varphi)$. На основании ур-ния энергетич. баланса: $\Phi(\theta)d\theta = K_1 T(\varphi)d\varphi$, можно установить зависимость между углами φ и θ и затем рассчитать поверхность зеркала методами геометрич. оптики [7].

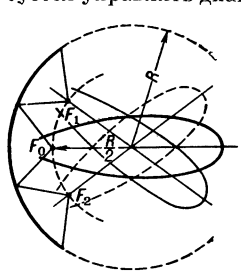


Рис. 4. Сферическая зеркальная антенна.

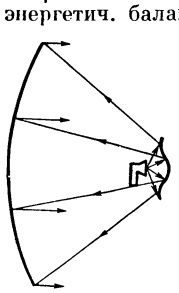


Рис. 5. Двухзеркальная антенна.

Получили распространение многозеркальные антенны. На рис. 5 схематически изображена 2-зеркальная антенна, представляющая собой комбинацию малого рассеивающего зеркала и большого зеркала, концентрирующего энергию в нужном направлении. Такие антенны в определенном смысле аналогичны 2-зеркальным *телескопам*, напр. телескопам типа Кассэгрена. Многозеркальные антенны существенно расширяют возможности З. а. Они позволяют обеспечить наперед заданное распределение амплитуд и фаз в раскрыве, осуществлять неискаженное качание луча в широких пределах и т. д. Напр., двухзеркальная сферич. антенна, у к-рой большое зеркало представляет собой полусферу, позволяет обеспечить качание в угле 90°, при использовании 70% поверхности большого зеркала, независимо от ширины диаграммы направленности и длины волны. Здесь имеет место принципиальное отличие от сферической однозеркальной антенны, т. к. малое зеркало в двухзеркальной сферич. антенне полностью исправляет ошибки (аберрации), обусловленные большим зеркалом [8].

Часто, напр., для радиорелейных линий связи оказывается необходимым устанавливать З. а. на большой высоте. Питание таких антенн с помощью обычных фидерных линий (см. *Антенный фидер*) вызывает ряд трудностей, связанных с обеспечением высокого кпд передачи энергии, устойчивости работы и т. д. Поэтому в таких системах находят широкое применение перископич. антенны, состоящие из расположенного у земли зеркала-облучателя и верхнего зеркала-переизлучателя (рис. 6). Верхнее зеркало обычно делается плоским и устанавливается под углом 45° к вертикали; нижнее зеркало представляет собой параболическое или эллиптич. зеркало. Такие «эфирные линии» передачи имеют высокий кпд [9].

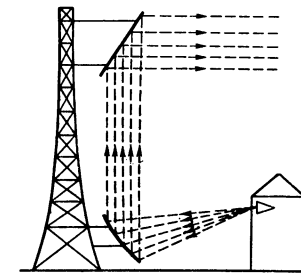


Рис. 6. Перископическая зеркальная антенна.

Большие З. а. широко применяются в радиоастрономии в качестве *радиотелескопов*. Существуют большие радиотелескопы, построенные на базе параболич. З. а. Напр., в Физич. институте АН СССР создан 22-метровый параболич. радиотелескоп, обеспечивающий ширину диаграммы направленности порядка минуты на длине волны 8 *мм*. Получить более узкие диаграммы направленности с помощью параболич. антенн затруднительно, т. к. пока не удается достигнуть относительной точности изготовления поверхности зеркала, лучшей чем $1 \cdot 10^{-4}$. Предложен и реализован новый принцип сооружения больших зеркальных радиотелескопов, сущность к-рого состоит в том, что рефлектор расчленяется на большое число отдельных, механически не связанных между собой отражателей; с увеличением размеров рефлектора возрастают требования к относительной точности изготовления не каждого отдельного элемента, а к их взаимному расположению. Такой зеркальный радиотелескоп установлен в Пулковской обсерватории [10].

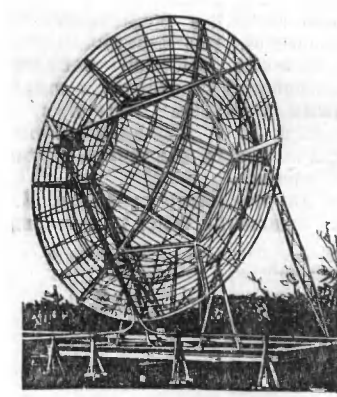


Рис. 7. Решетчатая зеркальная антенна.

Обычно зеркала изготавливаются из неферромагнитных легких металлич. листов, из металлич. сеток и решеток (рис. 7). Делается это для уменьшения веса зеркала и сопротивления ветровым нагрузкам. Параметры сеток и решеток выбираются т. о., чтобы коэфф. отражения от зеркала был достаточно высоким.

Лит.: 1) Фрадин А. З., Антенны сверхвысоких частот, М., 1957; 2) Айзенберг Г. З., Антенны ультракоротких волн, ч. 1, М., 1957; 3) Шубарин Ю. В., Антенны сверхвысоких частот, Харьков, 1960; 4) Фок В. А., «УФН», 1951, т. 43, вып. 4; 5) Кинбер Б. Е., «Радиотехника и электро-

ника», 1960, т. 5, вып. 5; 6) Li T., «IRE Trans. Antennas and Propagat.», 1959, v. AP—7, № 3, p. 223; 7) Тартаковский Л. Б., «Вопросы р/электроники. Сер. общетехн.», 1959, № 7; 8) Бахрах Л. Д., Вавилова И. В., «Радиотехника и электроника», 1961, т. 7, вып. 7; 9) Покрас А. М., «Радиотехника», 1961, т. 16, № 2; 10) Хайкин С. Э., Кайдановский Н. Л., «Приборы и техника эксперимента», 1959, № 2.

Л. Д. Бахрах.

ЗЕРКАЛЬНЫЕ И ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ ПРИБОРЫ — оптич. приборы, содержащие *зеркала*. Основное преимущество зеркал по сравнению с линзами — отсутствие хроматич. аберраций. Кроме того, требования к качеству материала зеркал значительно ниже, чем к материалу линз. Именно поэтому удалось построить зеркальный телескоп с диаметром зеркала 5 *м* (США), в то время как диаметр наибольшего линзового объектива лишь немногим превышает 1 *м*. Недостатком З. и з.-л. п. является трудность исправления аберраций наклонных пучков, вследствие чего их поле зрения обычно меньше, чем у линзовых при том же относительном отверстии.

Первыми З. и з.-л. п. были телескопы-рефлекторы, появление к-рых было вызвано желанием устранить хроматич. аберрации, особенно значительные у *рефракторов* с большими фокусными расстояниями. В наст. время применяются различные схемы телескопов с одним или неск. зеркалами сферич., параболич. и гиперболич. форм, а также системы, состоящие из зеркал и линз (см. *Менисковые системы*, *Менисковый телескоп*, *Рефлектор*, *Шмидта камера*).

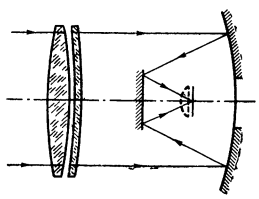


Рис. 1. Схема апохроматического анастигмата (конструкции Д. С. Волосова, Д. Ю. Гальперина, Ш. Я. Печатниковой).

Дальнейшее усовершенствование менисковых систем позволило разработать светосильные зеркально-линзовые фотографич. объективы и телеобъективы. На рис. 1 дана схема апохроматич. *анастигмата* с относительным отверстием 1:1,4 и углом поля зрения 15°. Сравнительно небольшое поле зрения типично для таких систем, однако их разрешающая сила, как правило, выше, чем у линзовых объективов. Значительным преимуществом зеркально-линзовых телеобъективов являются их малые габаритные размеры.

За последние 10—15 лет начали применяться зеркально-линзовые микроскопич. объективы, гл. обр. для фотографирования в ультрафиолетовых лучах. Рис. 2 представляет схему иммерсионного *апохромата* с увеличением 65× и апертурным числом 0,8 (Д. С. Волосов). Несмотря на чрезвычайную простоту конструкции, исправление аберраций хорошее. Хроматич. аберрации исправлены в области длин волн от 210 *мμ* до 800 *мμ* настолько, что фотографирование в ультрафиолетовых лучах можно проводить по визуальной фокусировке. Аналогичные системы применяются при спектрофотометрировании микрообразцов (см. *Микроспектрофотометры*).

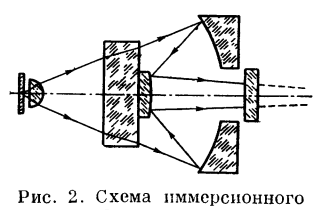


Рис. 2. Схема иммерсионного апохромата.

Абсолютная ахроматичность делает зеркала незаменимыми в инфракрасных монохроматорах. На рис. 3 дана оптич. схема монохроматора с дифракционной решеткой G. Благодаря симметричному ходу лучей в данной схеме практически устранена кома. Искривление ножей щелей S_1 и S_2 позволяет существенно уменьшить роль астигматизма и кривизны спектральных линий. Высокие аберрационные качества приведенной схемы привели к ее широкому применению в спектральных приборах.

Плоское зеркало — единственный оптич. прибор, дающий безаберрационное изображение при любых падающих на него пучках. Это замечательное свойство плоского зеркала позволяет широко применять его со всевозможными конструктивными целями (поворот пучка, автоколлимация, уменьшение габаритов, переворачивание изображения и т. п.). Поэтому во многих З. и з.-л. п. часто имеется большое количество плоских зеркал.

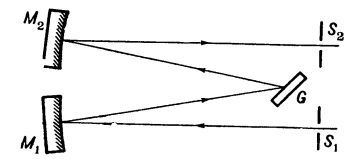


Рис. 3. Схема зеркального монохроматора с дифракционной решеткой: S_1, S_2 — входная и выходная щели; M_1, M_2 — коллиматорные зеркала, сферические или параболические; G — дифракционная решетка.

При повороте плоского зеркала на определенный угол отраженный луч отклоняется на удвоенный угол. Это «усиление» отклонения нашло применение в разнообразных приборах для исследования кратковременных явлений и наблюдения кинетики быстропеременных процессов (см. *Развертка оптическая*, *Скоростная фотография*).

Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М.—Л., 1952; 2) Максутов Д. Д., Астрономическая оптика, М.—Л., 1946; 3) Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, М.—Л., 1937; 4) Вильямс В. Ц., «УФН», 1949, т. 37, вып. 2, с. 183.

С. Г. Раутиан.

ЗЕРКАЛЬНЫЕ ЯДРА — изобарные ядра, переходящие друг в друга при замене протонов нейтронами и нейтронов протонами. З. я. встречаются только среди легких ядер, у к-рых числа протонов и нейтронов (Z и $N = A - Z$) не на много отличаются друг от друга. Примерами З. я. могут служить

$$H^3 - He^3, \quad Be^7 - Li^7, \quad B^9 - Be^9, \quad C^{13} - N^{13}, \quad C^{14} - O^{14}.$$

Опыт показывает, что структура З. я. одинакова; об этом свидетельствуют сходство спектров возбужденных состояний, одинаковость спинов, а также тот факт, что массы З. я. $M(Z, N)$ и $M(N, Z)$ различаются только вследствие изменения кулоновской энергии и разности масс нейтронов и протонов:

$$M(Z,N) - M(N,Z) = (0{,}785 - 0{,}584A^{2/3})\,(N - Z)\ \textit{Мэв}. \quad (*)$$

Это ур-ние приближенно дает разность масс нейтральных атомов с З. я. (напр., разность масс ядер O^{14}—C^{14} равна ~ 5 *Мэв*). Первый член в правой части представляет собой разность масс нейтрона и атома водорода, второй — изменение кулоновской энергии, равной (для равномерно заряженного сферич. ядра) $^3/_5 \cdot Z^2e^2/R$, где радиус ядра R принят равным $1{,}42 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ *см*.

Свойства З. я. свидетельствуют о зарядовой симметрии ядерных сил — тождественности (разумеется с точностью до кулоновского взаимодействия) сил протон — протон и нейтрон — нейтрон. Зарядовая симметрия является следствием более глубокой закономерности — изотопич. инвариантности ядерных сил (см. *Зарядовая независимость ядерных сил*).

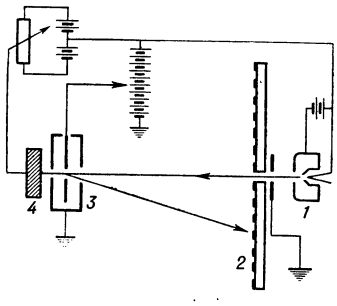
Одинаковость структуры З. я. представляет собой частный случай тождественности структуры ядер, принадлежащих к одному изотопич. мультиплету. Так, упомянутые выше З. я. C^{14} и O^{14} вместе с первым возбужденным состоянием N^{14*} ядра N^{14} (энергия возбуждения — 2,31 *Мэв*) образуют изотопич. триплет: массы C^{14}, O^{14}, N^{14*} различаются только кулоновской энергией, спины и четности одинаковы. Тождественны и состояния двух последних нуклонов (двух нейтронов в C^{14}, протона и нейтрона в N^{14*} и двух протонов в O^{14}), вследствие чего позитронный

β-распад O^{14} — N^{14} происходит без перестройки ядра. Благодаря этому, процесс β-распада протекает почти также, как если бы распадающийся нуклон был свободным (ядерный матричный элемент перехода равен 1). Указанное обстоятельство сыграло огромную роль в установлении одной из важнейших закономерностей физики элементарных частиц — универсальности слабого четырехфермионного взаимодействия и измерения его векторной константы. Др. пример распада З. я., также использованный для этой цели, — β-распад $H^3 \rightarrow He^3$ (см. *Бета-распад*, *Слабые взаимодействия*).

Лит.: 1) Ландау Л., Смородинский Я., Лекции по теории атомного ядра, М., 1955; 2) Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, пер. с англ., М., 1954; 3) Джелепов В. С., «ДАН СССР», 1948, т. 62, № 1, с. 51; 4) Грошев Л. В. и Шапиро И. С., Спектроскопия атомных ядер, М., 1952. *И. С. Шапиро.*

ЗЕРКАЛЬНЫЙ ТЕЛЕСКОП — см. *Рефлектор.*

ЗЕРКАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП служит для получения изображения потенциального рельефа (распределения потенциала у поверхности исследуемого образца); см. также *Электронный микроскоп.* Схема З. э. м. приведена на рис. Электронный пучок, создаваемый электронной пушкой *1*, проходит сквозь маленькое отверстие в центре экрана *2*. При прохождении через электронно-оптич. систему *3* электронный луч замедляется и, не доходя до поверхности образца *4*, поворачивает в обратном направлении вследствие того, что образец имеет несколько более отрицательный (на доли *в*) потенциал относительно катода электронной пушки. Пройдя электронно-оптич. систему *3* в обратном направлении, электроны вновь приобретают большую скорость и, попадая на экран, вызывают его свечение. Если потенциал вдоль поверхности образца постоянен, то однородный пучок электронов после отражения остается однородным, и освещенность экрана получается равномерной. Неоднородности распределения потенциала у поверхности образца, вызванные неоднородностями геометрич. рельефа, а также поверхностными зарядами или контактными потенциалами, вызовут перераспределение плотности в отраженном пучке, в результате чего на экране возникает увеличенное изображение потенциального рельефа в непосредственной близости от поверхности. Более темным участкам экрана, окруженным более яркой каймой, соответствуют области с большим отрицат. зарядом или выступы на поверхности. Вытекающая отсюда неоднозначность интерпретации наблюдаемой картины является существенным недостатком З. э. м.



Неоднородность сопротивления тонких пленок, проявляющаяся при прохождении тока через них, вызывает на экране картину, в к-рой участки с большим сопротивлением выделяются на общем фоне и кажутся как бы подсвеченными с той стороны, где приложен отрицат. потенциал. При перемене направления тока кажущееся направление подсветки тоже меняется. Наклон эквипотенциалей перед образцом, вызванный прохождением тока, компенсируется соответствующим наклоном наблюдаемой поверхности.

С помощью З. э. м. можно исследовать также распределение магнитного поля у поверхности магнитных образцов. В этих случаях пользуются слаборасходящимися пучками электронов, т. к. в случае нормального падения электронов отклонения падающего и отраженного электронов взаимно компенсируются.

По сравнению с *просвечивающим электронным микроскопом* З. э. м. обладает тем преимуществом, что, во-первых, с его помощью можно исследовать поверхности как тонких, так и массивных образцов, не прибегая к помощи слепков, и, во-вторых, исследуемые поверхности практически не подвергаются воздействию быстрых электронов.

Разрешающая способность З. э. м. тем больше, чем больше напряженность тормозящего поля у поверхности образца. При обычно применяемых напряженностях поля 10^4—10^5 *в/см* в наиболее благоприятном случае нормального падения пучка теоретич. расчет дает величину разрешения 80—150 Å. Практически достигнутые разрешения не превышают 1000 Å.

Лит.: 1) Mayer L., On electron mirror microscopy, «Journal of applied Physics», 1955, v. 26, № 10; 2) его же, Stereo-micrographs of conductiviti, там же, 1957, v. 28, № 2; 3) его же, Electron mirror microscopy of magnetic domains, там же, 1957, v. 28, № 9; 4) Wiskott D., Zur Theorie des Auflicht—Elektronenmikroskops, «Optik», 1956, Bd 13, H. 10, 11; 5) Спивак Г. В., Прилежаева И. Н., Азовцев В. К., «ДАН СССР», 1955, т. 105, № 5, с. 965; 6) Кормилицын Д. В., Ощепков П. К., в кн.: III Всесоюзное совещание по электронной микроскопии. 24—29 октября 1960. Рефераты докладов, Л., 1960; 7) Спивак Г. В. [и др.], «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1961, т. 25, № 6, с. 683. *А. В. Балаков.*

ЗЕРНИСТОСТЬ ПОЧЕРНЕНИЯ — неоднородность равномерно экспонированного и проявленного фотографич. слоя, обнаруживаемая в увеличенном изображении. При больших линейных увеличениях (200—500 и более) в изображении почернения различают отдельные серебряные «зерна», получившиеся в результате восстановления проявителем индивидуального эмульсионного микрокристалла галоидного серебра (см. *Фотографические материалы*). Размеры зерен обычно на 20—40% выше исходного микрокристалла. Такая первичная структура проявленного слоя наз. микрозернистостью и оценивается средним значением усредненных линейных размеров зерен, обычно составляющим от одного до неск. μ. При малых увеличениях обнаруживается непостоянство оптич. плотности почернения фотографич. изображения, ограничивающее возможность распознавания на снимке мелких деталей, получения больших увеличений при печати и затрудняющее микрофотометрич. обработку регистрограмм, спектрограмм и т. п. Неоднородность либо вызывается слипанием микрокристаллов галоидного серебра в эмульсионном слое при его изготовлении или срастанием серебряных зерен в процессе проявления, либо возникает в результате наложения друг на друга при рассматривании проекций отдельных зерен, расположенных в слое на различной глубине. Такая вторичная структура почернения наз. макрозернистостью и оценивается величиной $G = k/M_{пр}$, обратной макс. масштабу увеличения $M_{пр}$, при к-ром З. п. еще не видна. Для определения G применяются приборы, наз. гранулометрами [4]. Макрозернистость растет с увеличением экспозиции и коэфф. контрастности, но не зависит от длины волны экспонирующего света.

З. п. мало зависит от рецептуры проявителя и определяется собственными свойствами эмульсионного слоя: размерами эмульсионных кристаллов, плотностью их упаковки и т. д. У многослойных фотографич. материалов, в к-рых изображение образуется шариками частично поглощающих свет красителей, а не совершенно непрозрачным серебром, макрозернистость существенно ниже, чем у аналогичных чернобелых материалов.

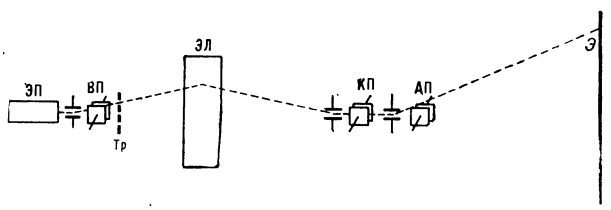
Лит.: 1) Миз К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949; 2) Гороховский Ю. Н., Классификация структурных свойств фотографических слоев,

«Успехи научной фотографии», 1951, т. 1; 3) Гороховский Ю. Н. и Левенберг Т. М., Исследование зернистой структуры проявлен. фотографических слоев, там же; 4) Гороховский Ю. Н. и Левин Б. М., Проекционный гранулометр-прибор для измерения макрозернистости фотографических почернений, там же, 1955, т. 4; 5) Багаева Г., Гороховский Ю. Н. и Левенберг Т. М., Исследование зернистой структуры, там же.

Ю. Н. Гороховский.

ЗИГБАНА СПЕКТРОГРАФ — см. *Рентгеновские спектрографы.*

ЗНАКОПЕЧАТАЮЩАЯ ТРУБКА — электронно-лучевой прибор, служащий для воспроизведения на его экране изображений букв, цифр и др. знаков, заложенных в его конструкцию. Различают З. т. мгновенного действия (характрон) и запоминающие (тайпотрон). У первых — знак воспроизводится только в течение времени действия электронного пучка, записывающего знаки, и времени послесвечения экрана. У вторых — однажды записанные знаки светятся на экране практически неограниченное время, вплоть до момента искусств. их стирания. Электронно-оптич. схема обоих типов З. т. одинакова. Один из вариантов такой схемы представлен на рис.



Существенной деталью З. т. является трафарет Тр, представляющий собой металлич. пластинку с вырезами по форме воспроизводимых знаков, служащий для придания сечению электронного пучка, образованного электронным прожектором ЭП, формы соответствующих знаков. Пучок одновременно перекрывает лишь один знак на трафарете. Выбор знака для воспроизведения осуществляется путем отклонения пучка на нужный элемент трафарета с помощью двух пар выбирающих отклоняющих пластин ВП. После прохождения через трафарет отклоненный и сформированный пучок возвращается на ось трубки с помощью электронной линзы ЭЛ, служащей также для отображения (фокусировки) плоскости трафарета на плоскость люминесцирующего экрана Э. В месте пересечения пучка с осью располагаются две пары компенсирующих отклоняющих пластин КП, направляющих пучок вдоль оси прибора. Отклоняющие напряжения на пластинах КП согласованы с напряжениями на ВП. Благодаря такому устройству по выходе из КП пучок распространяется вдоль оси независимо от того, на какое место трафарета он был отклонен. Это и позволяет в любой точке экрана Э (определяемой заданием соответствующих напряжений на двух парах отклоняющих адресных пластин АП) получить изображение любого из знаков, содержащихся на трафарете. Тайпотрон отличается от описанного прибора тем, что в нем дополнительно введены: запоминающая сетчатая мишень перед экраном такого же типа, как в *запоминающей трубке* с видимым изображением, и источник широкого электронного потока, одновременно воспроизводящего на экране все знаки, записанные на мишени записывающим пучком.

З. т. пользуются в тех случаях, когда необходимо с большой скоростью воспроизводить и обновлять знаковую информацию, напр. для дополнения в кодированной форме радиолокационных данных о воздушной обстановке, в системах посадки в крупных аэропортах и т. д.

Лит.: 1) Mc Naney J. T., The type C19K charactron tube and its application to air surveillance systems, «IRE Convent Rec.», 1955, v. 3, pt 5, ANE, p. 31—36 («Вестн. информаций», 1956, № 2, с. 7—9; «Вопр. радиолокац. техн. Сб. перев. и обз. ин. период. лит.», 1956, № 6, с. 67—74; 2) Peterson R. M., Ritchart R. C., Recent developments in shaped beam display and recording techniques, «IRE National Convent. Rec.», 1958, pt 3, p. 21—30; 3) Smith H. M., The typotron, «IRE Convent. Rec.», 1955, pt IV, p. 129—34; 4) Соловейчик И. Е., Анищенко Н. М., Знаковая индикация и ее применение в современных радиоэлектронных системах, М., 1959.

В. Л. Герус.

ЗНАЧАЩИЕ ЦИФРЫ в приближенных вычислениях — все цифры приближенного числа, начиная с первой слева, отличной от нуля, до последней верной цифры включительно. См. *Погрешность.*

ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ — свечение, распространяющееся вдоль Зодиака в виде полосы, расширяющейся к горизонту. Видимая яркость З. с. примерно в два-три раза превосходит яркость ночного неба. Наиболее яркие его части имеют вид конусов, расширяющихся к горизонту. По мере удаления от горизонта З. с. сужается и постепенно переходит в слабосветящуюся полосу шириной ок. 10° (зодиакальная полоса). В области, противоположной Солнцу, на зодиакальную полосу накладывается противосияние. В общем потоке излучения ночного неба в видимой части спектра излучение З. с. составляет ок. 15%. Распределение энергии в спектре З. с. близко к солнечному. Эмиссионные линии, налагающиеся на непрерывный спектр, принадлежат свечению ночного неба. Излучение З. с. частично поляризовано, причем степень поляризации изменяется в зависимости от углового расстояния от Солнца.

З. с. — это солнечный свет, рассеянный твердыми пылевыми частицами (радиус наиболее распространенных частиц порядка $2 \cdot 10^{-3}$ *см*) и, возможно, свободными электронами. Относительно природы и расположения этих рассеивающих частиц в пространстве имеются различные гипотезы.

Лит.: Фесенков В. Г. и Дивари Н. Б., Проблема Зодиакального света в связи с международным геофизическим годом, «Астрон. ж.», 1956, т. 33, вып. 3.

Н. Б. Дивари.

ЗОЛИ (коллоидные растворы) — *дисперсные системы* с предельно высокой дисперсностью, соответствующей размерам частиц 10^{-5}—10^{-7} *см*. В противоположность *гелям*, частицы дисперсной фазы в З. (мицеллы) не связаны в пространственную структуру и свободно участвуют в интенсивном броуновском движении.

ЗОЛОТО (Aurum) Au — химич. элемент I гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 79, ат. в. 197,2. Известен один устойчивый изотоп Au^{197}. Из искусственно радиоактивных изотопов наиболее долгоживущий Au^{195} ($T_{1/2}$ = 185 *дней*). Др. очень важным радиоактивным изотопом З. является Au^{198} ($T_{1/2}$ = = 2,686 *дней*). Конфигурация внешних электронов атома $5d^{10}6s$. Энергия ионизации ($Au^{\circ} \rightarrow Au^{+}$) 9,22 *эв*.

З. — металл желтого цвета. Имеет кубич. гранецентрированную кристаллич. решетку; параметр a = = 4,0704 Å. Атомный радиус 1,44 Å, ионный радиус Au^{3+} 1,37 Å. Плотность 19,32 *г/см*^{3}, $t^{\circ}_{пл}$ 1063° С; при нагревании выше $t_{пл}$ заметно улетучивается в виде желто-зеленого пара; $t^{\circ}_{кип}$ 2966° С. Теплота плавления 3,06 *ккал/г-атом*. Теплота испарения при $t^{\circ}_{кип}$ 81,8 *ккал/г-атом*. Уд. теплоемкость 0,0316 *кал/г·град* (0—100°); термич. коэфф. линейного расширения $14{,}2 \times 10^{-6}$ (0—100°); уд. теплопроводность 0,744 *кал/см* × × *сек·град* (0°); уд. электросопротивление $2{,}25 \cdot 10^{-6}$ *ом·см* (20°); термич. коэфф. электросопротивления 0,00396 (0—100°). Металлич. З. диамагнитно с атомной восприимчивостью при комнатной темп-ре $-30 \cdot 10^{-6}$. З. весьма тягуче и ковко. Может быть проковано или прокатано в листки толщиной $8 \cdot 10^{-5}$ *мм*, просвечивающие синевато-зеленым цветом. Модуль упругости

7 900 *кГ/мм*^{2}; предел прочности при растяжении 14 *кГ/мм*^{2}; относит. удлинение 30—50%; сужение площади поперечного сечения 90%. Твердость З. (в отожженном состоянии): по Бринеллю 18 *кГ/мм*^{2}, по Моосу 2,5.

З. относится к благородным металлам, химически инертно. В соединениях 1-валентно и 3-валентно. На воздухе не изменяется, несет лишь тончайший адсорбционный слой кислорода, устанавливаемый оптич. исследованием. Кислородные соединения З. — закись Au_2O и окись Au_2O_3, получаемые косвенным путем, — неустойчивы, могут образовать взрывчатые смеси. С сухими галогенами при обычной темп-ре З. не реагирует. При нагревании порошка З. до 140—150° в хлоре образуется хлорное З. $AuCl_3$, а затем — при 180—190° — хлористое З. AuCl. Растворяется в смесях кислот: соляной с азотной, серной с марганцевой, серной с азотной, а также в горячей селеновой кислоте. В водном растворе цианидов (Na, K, Ca) при доступе кислорода (воздуха) или других окислителей З. растворяется с образованием комплексного соединения: $2Au + 4CN^- + H_2O + {}^1/_2O_2 = 2Au(CN)_2^- + 2OH^-$. На этом основан важнейший из промышл. способов извлечения З. и серебра из руд.

В настоящее время З. преимущественно применяется для валютных целей. Др. область применения — изготовление ювелирных изделий. В сплавах с платиной З. используется для изготовления химически стойкой аппаратуры, в сплавах с платиной и серебром — в электротехнике, в виде химич. препаратов — в фотографии (тонирование).

Лит.: 1) Плаксин И. Н., Металлургия благородных металлов, М., 1958; 2) Gmelins Handbuch der organischen Chemie, 8 Aufl., Syst.-Num. 62, Lfg 2, 3, B., 1954; 3) Rare metals handbook, ed. C. A. Hampel, L., 1961. *И. Н. Плаксин.*

ЗОНА БРИЛЛЮЭНА — см. *Бриллюэна зоны.*

ЗОНА ВОСПРОИЗВОДСТВА — та часть *ядерного реактора*, в к-рой помещается ядерное сырье и происходит образование нового ядерного горючего. З. в. всегда существует в быстрых реакторах (см. *Реакторы на быстрых нейтронах*), предназначенных для воспроизводства ядерного горючего. Она располагается снаружи *активной зоны*, выполняя при этом также и функции отражателя. Такую внешнюю З. в. очень часто наз. экраном. Иногда внутри активной зоны (для выравнивания нейтронного потока в ней) создают небольшую внутреннюю З. в. Материалом З. в. в быстрых реакторах служит отвальный уран (т. е. уран с уменьшенным содержанием легкого изотопа, получающийся в качестве отходов при производстве обогащенного урана), а также торий.

Из всех реакторов на тепловых нейтронах З. в. (на естеств. уране) имеют только реакторы водоводяного типа. В тепловых реакторах др. типов ядерное сырье, если оно имеется, используется в смеси с ядерным горючим в активной зоне. З. в. в таких реакторах отсутствует.

Лит. см. при ст. *Ядерный реактор.*

О. Д. Казачковский.

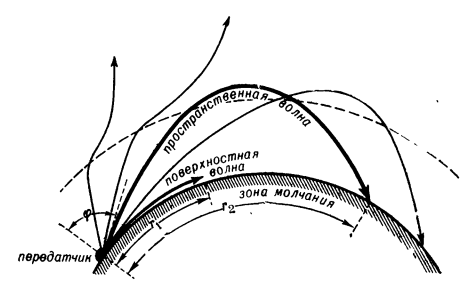
ЗОНА МОЛЧАНИЯ (в акустике) — область, в к-рой звук удаленных мощных источников (орудийная стрельба, взрывы, вулканич. извержения и т. д.) не слышен, в то время как на еще бо́льших расстояниях он снова появляется («зона аномальной слышимости»). З. м. обычно имеют на земной поверхности форму неправильного кольца, окружающего источник звука. Одновременно наблюдаются одна — две, иногда три З. м., разделенные зонами аномальной слышимости. Внутр. радиус 1-й З. м. обычно равен 20—80 *км*, иногда он достигает 150 *км*; внешний радиус простирается до 150—400 *км*.

Причиной образования З. м. является *рефракция звука* в атмосфере. Т. к. темп-ра в нижних слоях атмосферы убывает с высотой (вплоть до минус 50—75° С на высоте 15—20 *км*), звуковые лучи отклоняются вверх, что приводит к прекращению слышимости на поверхности Земли. Повышение темп-ры до плюс 50—70° С в слое, лежащем на высоте 40—60 *км*, приводит к тому, что лучи загибаются затем книзу и, огибая сверху З. м., возвращаются на земную поверхность, образуя зону аномальной слышимости. 2-я и 3-я зоны аномальной слышимости возникают вследствие 1- и 2-кратного отражения звуковых лучей от земной поверхности. Для зон аномальной слышимости характерно запаздывание прихода звука (на 10—30%) по сравнению со случаем нормального распространения звука вдоль земной поверхности; это запаздывание обусловлено большей длиной искривленного луча по сравнению с прямым путем вдоль поверхности и меньшей скоростью звука в холодном воздухе. Ветер изменяет форму лучей, уничтожая симметрию в условиях распространения звука, что может привести к значит. искажению кольцеобразной формы З. м. и даже разомкнуть кольцо, ограничив зону аномальной слышимости нек-рым сектором. Изучение З. м. впервые привело к мысли о наличии слоя с повышенной темп-рой на высоте ок. 40 *км*. Исследование аномального распространения звука является сейчас одним из методов определения темп-р в средней атмосфере.

Явление, аналогичное З. м., наблюдается также при распространении звука в море, где З. м. обычно наз. зонами тени (см. *Гидроакустика*).

Лит.: 1) Дуккерт П., Распространение волн взрывов в атмосфере, пер. с нем., М.—Л., 1934; 2) Арабаджи В. И., Об аномальных зонах слышимости, «Метеорол. и гидрология», 1946, № 5; 3) Митра С. К., Верхняя атмосфера, пер. с англ., М., 1955, гл. III А, гл. XIII. *В. А. Полянская.*

ЗОНА МОЛЧАНИЯ (в радиофизике) — область пространства, в пределах к-рой отсутствует прием сигналов передатчиков *коротких волн* или эти сигналы оказываются значительно более слабыми по сравнению с теми, к-рые наблюдаются как вблизи



передатчиков, так и дальше зоны. З. м. образуется в области, где уже не эффективна поверхностная волна из-за поглощения в земной поверхности, но куда еще не возвращаются волны, отраженные от *ионосферы* (см. рис.).

Размеры З. м. определяются внутренним r_1 и внешним r_2 расстояниями (радиусами). Величина r_1 определяется рабочей частотой и мощностью передатчика и зависит от времени суток. С увеличением частоты величина r_1 (при постоянной мощности передатчика) уменьшается из-за возрастания поглощения энергии в поверхностном слое Земли. Величина r_2 зависит от частоты и времени суток. Ночью, при пониженной электронной концентрации ионосферы (для данной частоты), увеличивается значение угла φ, при к-ром возможно отражение падающей на ионосферу радиоволны, т. е. величина r_2 увеличивается. С увеличением частоты возможность отражаться получают более пологие лучи и r_2 возрастает. При этом одновременно уменьшается и r_1. Вследствие рассеяния радиоволн в ионосфере иногда и в области З. м.

возможен прием сигналов коротких волн (см. также *Кабанова эффект*).

Лит.: 1) Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн, М., 1953; 2) Щукин А. Н., Распространение радиоволн, М., 1940.

В. А. Кузнецов.

ЗОНА ПРОВОДИМОСТИ — см. *Зонная теория.*

ЗОНАЛЬНАЯ ПЛАСТИНКА (в акустике) — набор непрозрачных для звука концентрич. колец, закрывающих четные (реже — печетные) *зоны Френеля*; является полным аналогом З. п. в оптике. Вследствие большей длины звуковых волн по сравнению со световыми акустич. З. п. гораздо проще в изготовлении и могут быть выполнены чисто механич. путем. Несмотря на это, они не получили практич. применения и употребляются гл. обр. для демонстрац. целей. Замена непрозрачных зон на зоны, поворачивающие фазу колебаний на 180° для лучшего использования падающей энергии, как это было предложено Вудом для оптич. З. п., в акустике принципиально возможна, но пока не реализована из-за отсутствия подходящих материалов. З. п. не обязательно плоская: система колец может быть размещена также на сфере, параболоиде и т. д. При этом меняется закон образования радиусов, колец.

Лит.: Розенберг Л. Д., Звуковые фокусирующие системы, М.—Л., 1949.

Л. Д. Розенберг.

ЗОНД АКУСТИЧЕСКИЙ — устройство для измерения звукового давления в заданной точке звукового поля, обеспечивающее минимальные искажения поля, вызванные самим процессом измерения. Эти искажения могут возникать (при конечных размерах приемника) вследствие различия между акустич. параметрами (напр., плотностью, скоростью распространения звука) приемника и среды. Иногда эти искажения можно уменьшить, применяя жесткие приемники, размеры к-рых малы по сравнению с длиной волны. Однако такие приемники весьма мало чувствительны и поэтому непригодны для измерения слабых сигналов. Кроме того, часто необходимо знание структуры звукового поля в объеме, малом по сравнению с размерами приемника (напр., в слуховом канале наружного уха). Наконец, в ряде случаев приемник нельзя непосредственно поместить в измеряемое звуковое поле вследствие разрушающего воздействия среды на приемник (высокая темп-ра, химич. агрессивность, кавитационная эрозия и т. д.). Во всех этих случаях применяется З. а., представляющий узкий звуковой волновод (см. *Волноводы акустические*), один конец к-рого вводится в исследуемую область звукового поля, а другой соединяется с приемником, обладающим требуемыми чувствительностью и частотной характеристикой. В зависимости от условий измерений, волноводы могут быть выполнены либо в виде трубки, заключающей столб газа или жидкости, либо в виде твердого стержня, изолированного от окружающей среды, напр. газовой рубашкой. Звукоизоляция волновода гарантирует поступление в приемник энергии только из исследуемой области поля.

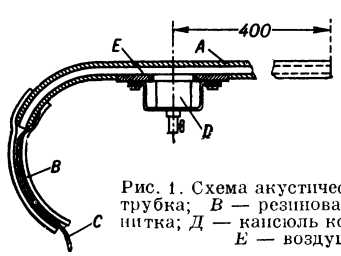


Рис. 1. Схема акустического зонда: *A* — латунная трубка; *B* — резиновая трубка; *C* — шерстяная нитка; *Д* — капсюль конденсаторного микрофона; *E* — воздушный волновод.

Для осуществления в З. а. бегущей волны, что исключает резонансные явления и позволяет работать в широком диапазоне частот, необходимы спец. меры. Так, в З. а., предназначенном для работы в воздухе, в диапазоне слышимых частот (рис. 1), волновод из металлич. трубки переходит в резиновую того же диаметра, внутрь к-рой для увеличения затухания введена шерстяная нитка. При длине резиновой трубки в 3 *м* практически обеспечивается отсутствие частотных искажений в диапазоне 50—6000 *гц* (отклонения не превышают $\pm 2{,}5$ *дб*). Конденсаторный микрофон *D* устанавливается сбоку

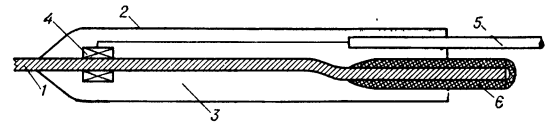


Рис. 2. Схема ультразвукового зонда с металлическим волноводом: *1* — волновод (металлический стержень); *2* — изолирующая трубка; *3* — воздушный зазор; *4* — приемный пьезоэлектрический элемент; *5* — вывод к усилителю; *6* — акустическая длинная линия с затуханием.

вблизи стыка трубок. В ультразвуковом З. а. (рис. 2) для достижения должного затухания металлич. волновод *1* длиной 1,5 *м* покрыт чехлом *2* из вязкого материала (резины или полистирола); приемный элемент *4* в виде цилиндрика из пьезоэлектрич. керамики одет на волновод неподалеку от входного сечения.

Лит.: 1) Беранек Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952; 2) Бергманн Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956.

Л. Д. Розенберг.

ЗОНД ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — электрод, который вводится в жидкие, газообразные среды, а также в вакуум для определения характеристик электрич. поля, заряда и тока в различных точках пространства. Зонды бывают (рис. 1) цилиндрические (кончик провода, выступающий из диэлектрика), сферические (проводящий шарик) и плоские (обычно в форме диска) [1, 2, 3]. Размеры зонда должны быть малыми по сравнению с размерами изучаемой области поля.

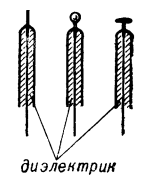


Рис. 1.

Зондом можно определять электрич. потенциал пространства. Например, при определении электрич. потенциала атмосферы измеряют потенциал, приобретаемый зондом (наз. в этом случае также коллектором) относительно Земли [4]; при этом для ускорения измерений пользуются коллекторами, увеличивающими проводимость окружающего пространства (но не меняющими его потенциал) — радиоактивными, пламенными, коронирующими, испускающими фотоэлектроны. Не меняет проводимости окружающей среды капельный коллектор—сосуд, наполненный проводящей жидкостью, которая поляризуется в электрич. поле Земли. Жидкость, вытекая по каплям из сосуда, уносит с собой электрич. заряд. Сосуд при этом принимает потенциал, близкий к потенциалу окружающего воздуха.

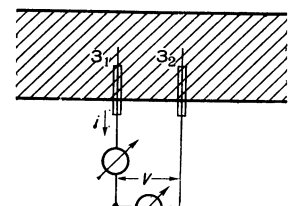


Рис. 2.

С помощью З. э. в ряде случаев можно определить величину напряженности электрич. поля *E*. Измерение поля в положит. столбе электрич. разряда в газе, вдоль к-рого электрич. поле не меняется, сводится к измерению разности потенциалов *V* двух зондов (включенных по схеме рис. 2) при токе $i = 0$. Отношение *V* к расстоянию между зондами дает величину *E* [1, гл. 2]. В верхних слоях атмосферы для определения *E* пользуются электростатическим флюксметром, представляющим собой элек-

трод, к-рый попеременно экспонируется в поле и экранируется от него при помощи проводящей пластины. При этом в электроде появляется ток, пропорциональный E [5].

Наиболее разработанным является метод зондовых вольтамперных характеристик (метод Лэнгмюра), позволяющий определять концентрацию и энергию носителей заряда в плазме, а также потенциал плазмы относительно нек-рого опорного электрода (электрод, потенциал к-рого не меняется в процессе измерения) [1 (гл. 10), 2, 3]. В вольтамперной характеристике зонда (зависимости тока на зонд i от напряжения V между зондом и опорным электродом) различают 3 области по величине потенциала зонда U относительно окружающего пространства (рис. 3): 1) область AB больших отрицательных потенциалов зонда $U \equiv V - V_{\text{пр}}$ ($V_{\text{пр}}$ — потенциал участка пространства, окружающего зонд относительно опорного электрода); на зонд идет ток положительных ионов $i_{\text{и}}$; около зонда образуется слой положительного пространств. заряда, экранирующего плазму от поля зонда; лишь небольшое электрич. поле проникает за пределы слоя в плазму. 2) Область BC малых отрицательных U; при повышении потенциала зонда растет число электронов, попадающих на зонд. Когда электронный ток i_e превысит ионный $i_{\text{и}}$, суммарный ток i меняет знак. На участке BE величины i_e и $i_{\text{и}}$ еще одного порядка. На более высоких участках вольтамперной характеристики электронный ток значительно больше ионного. При максвелловском распределении электронов по скоростям и $U < 0$ можно, считая электроны распределенными вокруг зонда по закону Больцмана (см. *Больцмана статистика*), вывести ур-ние тока электронов в области BC:

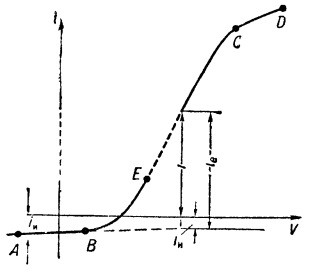


Рис. 3.

$$\ln i_e = \ln\left[en_e\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}\right] + \frac{e}{kT_e}U, \qquad (1)$$

где n_e — концентрация электронов, T_e — их темп-ра. Зависимость $\ln i_e$ от U представляется прямой (рис. 4), по tg угла к-рой определяется T_e. Точка излома C определяет $V = V_{\text{пр}}(U = 0)$, а из величины i_e при $V = V_{\text{пр}}$ по (1) находят n_e. 3) В области CD, где $U > 0$, вокруг зонда образуется отрицательный пространств. заряд; электроны притягиваются к зонду. Погрешности этого метода при определении параметров плазмы вызваны возмущающим действием зонда на плазму, из-за его значит. размеров, либо из-за большого стока электронов в области DE, а также вторичной электронной эмиссией из зонда в области AB [2, 3].

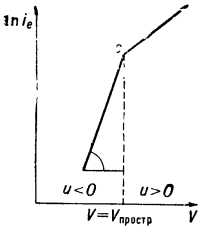


Рис. 4.

Если распределение электронов по скоростям не является максвелловским, то о его характере можно судить по виду кривой $i = f(V)$. Магнитное поле изменяет форму кривой $i = f(V)$, особенно на верхнем ее участке, так как оно отклоняет электроны на их пути к зонду. Для определения параметров плазмы в этом случае можно воспользоваться участком AE; по величине ионного тока $i_{\text{и}}$ в области AB можно определить концентрацию ионов $n_{\text{и}} = n_e$, а в результате математич. обработки участка BE определяется T_e и рассчитывается $V_{\text{пр}}$ (подробнее см. [6, 7]).

Если в газе нет опорного электрода, напр. в *безэлектродном разряде*, пользуются методом двух зондов, расположенных настолько близко друг к другу, что характеристики плазмы (n_e, E, T_e) для них можно считать одинаковыми. Зонды включены по схеме рис. 2. Зависимость $i = f(V)$ имеет вид, представленный на рис. 5. Когда 3_1 отрицателен относительно 3_2, ток имеет направление, указанное на рис. 2, при смене знака V направление тока тоже меняется. Из кривой находят T_e, $n_{\text{и}}$, $V_{\text{пр}}$ так же, как из участка AE кривой рис. 3 [8, 9].

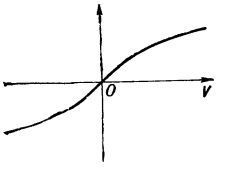


Рис. 5.

Для определения $V_{\text{пр}}$ можно также сравнивать вольтамперные характеристики зонда в холодном и нагретом состояниях. Характеристики расходятся при $V < V_{\text{пр}}$, т. к. при этом идет ток эмиссии с накаленного зонда в окружающий газ, и в точке расхождения $V = V_{\text{пр}}$ [1].

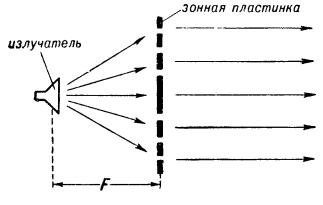
Во внешней области коронного разряда потенциал $U_{\text{пр}}$ определяют методом вольтамперной характеристики зонда Сато [1, гл. 21].

Лит.: 1) Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1947, гл. 2, 10, 21; 2) Грановский В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М.—Л., 1952, гл. 8; 3) Лёб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950, гл. 8; 4) Имянитов И. М., Приборы и методы для изучения электричества атмосферы, М., 1957, гл. 4; 5) его же, «УФН», 1957, т. 63, вып. 1б, с. 267; 6) The characteristics of electrical discharges in magnetic fields, ed. A. Guthrie and P. K. Wakerling, N. Y., 1942, ch. 2; 7) Каган Ю. М., Перель В., «ДАН СССР», 1953, т. 91, № 6, с. 1321; 8) Каган Ю., Перель В., Рипатти П., «Вести. ЛГУ», 1955, № 8, с. 129; 9) Johnson E., Malter L., «Phys. Rev.», 1958, v. 80, № 1, p. 58; 10) Биберман Л., Панин Б., «ЖТФ», 1951, т. 21, вып. 1, с. 12.

И. А. Васильева.

ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ПЛАЗМЕ — см. *Плазма.*

ЗОННАЯ АНТЕННА — устройство, состоящее из точечного излучателя или приемника радиоволн, расположенных в фокусе *зонной пластинки*; применяется для передачи и приема радиоволн микроволнового диапазона. Излучателем или приемником З. а. служат обычные устройства, применяемые в микроволновой технике, напр. полуволновые диполи, рупоры и др. Зонная пластинка состоит из чередующихся прозрачных и непрозрачных для радиоволн колец, радиусы к-рых рассчитываются по ф-ле: $\rho_m^2 = F\lambda m + (m\lambda/2)^2$, где ρ_m — радиус m-й зоны, F — фокусное расстояние, m — номер зоны, λ — длина волны (см. рис.).



Усилит. свойства и разрешающая способность З. а. определяются числом зон. Решающее значение имеют первые 5—6 зон, что связано с быстрым уменьшением вклада следующих зон из-за уменьшения телесного угла, под к-рым видна зона из фокуса. Макс. коэфф. усиления З. а. достигается при выполнении условия $F = {}^1\!/_2\,\rho_n$, где ρ_n — радиус последней зоны. Радиус минимального дифракционного кружка при указанном выше оптимальном значении F равен: $R_0 \approx 0{,}38\lambda$.

При приеме З. а. собирает в фокусе $1/\pi^2$ часть падающей на нее энергии плоской волны. В случае З. а.,

состоящей из диэлектрич. зон, поворачивающих фазу падающего излучения на 180°, энергия, собираемая в фокусе, возрастает до $4/\pi^2$, причем остальная часть энергии приходится на дополнит. дифракционные максимумы. Более эффективная фокусировка может быть получена путем придания профилю зон (в случае диэлектрич. З. а.) такой формы, чтобы фаза излучений, приходящих в фокус от каждой точки зоны, имела одно и то же значение.

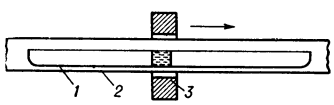
З. а. обладает селективным действием, концентрируя в фокусе излучение соответствующей длины волны, что может быть использовано для выделения монохроматич. компоненты падающего на З. а. излучения.

Лит.: Брандт А. А., Пашин Ю. Н., Петелин В. Г., Исследование фокусирующих свойств зонной антенны в сантиметровом диапазоне длин волн, «Научн. докл. высшей школы. Физ.-мат. науки», 1958, № 6, с. 201—207.

А. А. Брандт.

ЗОННАЯ ПЛАВКА (точнее, зонная перекристаллизация) — применяется в основном для очистки материалов от примесей. В отличие от метода Чохральского (см. *Монокристаллов полупроводниковых выращивание*), при З. п. расплавляется не вся загруженная в тигель (лодочку) шихта, а лишь часть ее — зона. Применяются 2 варианта З. п. — горизонтальный и вертикальный.

Горизонтальный вариант. Схема процесса зонной перекристаллизации приведена на рис. Исходная шихта загружается в графитовую или кварцевую лодочку *1* внутри горизонтальной кварцевой трубы *2*, образующей рабочее пространство установки. Труба заполняется нейтральным газом или откачивается вакуумным насосом. Нагреватель сопротивления *3*, выполненный в виде короткого цилиндра, или высокочастотный индуктор расплавляет шихту в начальной части лодочки, создавая расплавленную зону. При перемещении нагревателя с определенной скоростью (1—2 *мм/мин*) вдоль лодочки расплавленная зона перемещается вслед за нагревателем. Впереди зоны расплавляется шихта, питающая зону. Позади зоны затвердевает более чистый металл, чем в зоне. После прохода через шихту нагреватель быстро возвращается в исходное положение, проходит второй раз через шихту и т. д. Производительность метода может быть значительно увеличена, если вокруг трубы устанавливается не один, а несколько идущих один за другим нагревателей.



Очистка этим методом основана на неодинаковой растворимости примесей в расплаве и в твердом материале. Одни примеси растворяются меньше в твердом материале, чем в расплаве, другие — наоборот. Количественно это выражается т. н. коэфф. распределения $k = y/x$, где y — содержание примеси в твердой фазе, а x — в жидкой. Для примесей с меньшей растворимостью в твердой фазе $k < 1$, для примесей с большей растворимостью в твердой фазе $k > 1$. В общем k может меняться в зависимости от рода примеси в полупроводнике в широких пределах от 10^{-8} до 10 или несколько больше.

Примеси, менее растворимые в кристалле, оттесняются в процессе роста от поверхности раздела в расплав, непрерывно обогащая его. По мере увеличения содержания примеси в расплаве увеличивается содержание ее и в кристаллизующемся материале в соответствии с указанным соотношением $y = kx$. Т. о. материал в начальной стадии очистки оказывается более чистым от примесей с $k < 1$, но в процессе роста непрерывно обогащается ими. Для примесей с $k > 1$ наблюдается обратное.

Очищенный материал по содержанию примесей можно разделить на 3 части (фракции). Первая фракция (начальная часть кристалла) содержит относительно много примесей с $k > 1$, последняя фракция (конечная часть кристалла) содержит относительно много примесей с $k < 1$. Средняя, наиболее чистая, фракция содержит относительно мало тех и др. примесей. Оттесняемая на фронте кристаллизации примесь должна транспортироваться в глубину расплава, иначе она будет захватываться затвердевающим материалом.

Поступающая в зону шихта (справа от зоны) только в самом начале процесса одинакова по составу с материалом зоны. Но как только слева от зоны начинается кристаллизация, материал в самой зоне загрязняется оттесняемой примесью, так что сразу же после начала процесса питающая зону шихта оказывается чище материала в зоне. Этот более чистый материал должен сразу же после расплавления транспортироваться в глубину зоны. Следовательно, для эффективной очистки вещества необходимо интенсивное перемешивание материала в расплавленной зоне.

Если принять коэфф. распределения k за постоянную величину, то распределение примеси в затвердевающем слитке может быть описано выражением $y = kx_0[1 - (1 - k)e^{-kl/b}]$, где y — содержание примеси в твердой фазе, меняющееся в зависимости от расстояния l от начала слитка; x_0 — начальное (среднее) содержание примеси в шихте, b — длина расплавленной зоны.

Зона не должна выбираться слишком длинной, ибо в таком случае затруднена транспортировка оттесняемой на фронте кристаллизации примеси в глубину зоны и перенос чистого материала в нее от фронта расплавления. Практически длину зоны выбирают не более 0,1 длины всего слитка.

Вертикальный вариант (наз. также методом бестигельной перекристаллизации). Исходным для З. п. в вертикальном варианте является заготовка в виде слитка сравнительно малого диаметра (порядка 10—16 *мм*), поскольку расплавленная зона в этом случае удерживается только силами поверхностного натяжения между твердыми поверхностями и при больших диаметрах является неустойчивой, выливается. Оба конца заготовки закрепляются в зажимах, к-рым может быть сообщено встречное вращательное движение, обеспечивающее в известной мере перемешивание расплава в зоне.

Вертикальный вариант не требует применения сосуда (лодочки) для помещения шихты и потому исключает, в случае кремния в особенности, существенный источник загрязнения очищаемого вещества примесями из материала лодочки.

Практически невозможно очистить материал методами З. п. от примесей, к-рые имеют коэфф. распределения, близкий к единице, и потому не оттесняются растущим кристаллом в зону. Такой примесью в кремнии является бор с $k \approx 0{,}9$. Для очистки кремния от бора в зонную установку вводится увлажненный водород. Бор реагирует с этой средой с образованием летучего соединения $B(OH)_3$. Содержание бора в зоне после большого числа повторений процесса (проходов зоны) уменьшается до приемлемых количеств.

Методом З. п. можно выращивать монокристаллы, подобно тому, как это делается методом Чохральского. В этом случае в начале лодочки (или заготовки — в вертикальном варианте) помещается монокристаллич. затравка с желаемой кристаллографич. ориентировкой. Расплавленная зона создается между затравкой и загрузкой (заготовкой). При перемещении зоны от затравки растет монокристалл.

Лит.: 1) Германий. Сб. переводов, М., 1955; 2) Кремний. Сб. статей, пер. с англ., М., 1960; 3) Петров Д. А., в сб.: Вопросы теории и исследования полупроводников и

процессов полупроводниковой металлургии, М., 1955; 4) Пфанн В. Дж., Зонная плавка, пер. с англ., М., 1960; 5) Semiconductors, ed. N. B. Hannay, N. Y., 1959, p. 87—104.

Д. А. Петров.

ЗОННАЯ ПЛАСТИНКА — интерференционное устройство осевой симметрии, аналогичное по принципу действия *дифракционной решетке*. З. п. делит падающую волну на кольцевые зоны равных площадей и изменяет амплитуду и фазу волны. З. п. в простейшем виде состоит из круглой стеклянной пластинки, на к-рую нанесены непрозрачные концентрич. кольца, ширина к-рых подобрана так, чтобы при переходе от края k-того темного кольца до края $(k+1)$-го расстояние $M'F - MF = \lambda$ (рис. 1), а $NF - MF = \lambda/2$(λ — длина волны). Точка F наз. фокусом З. п.

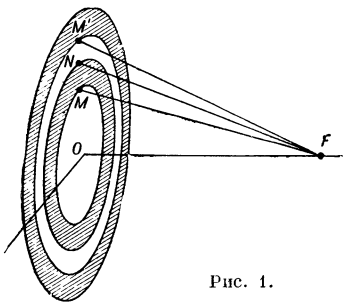


Рис. 1.

Пусть на З. п. падает плоская волна от бесконечно удаленного точечного источника. Для расчета амплитуды в точке F можно применить метод векторных диаграмм (см. *Зоны Френеля*). Векторная диаграмма для рассматриваемого случая дана на рис. 2: все левые части витков спирали отсутствуют, т. к. им соответствуют непрозрачные зоны. Число полуокружностей равно числу прозрачных зон. Интенсивность света в точке F равна 10% всей падающей на З. п. энергии (50% пропадает на непрозрачных зонах). Остальная энергия распределяется по другим максимумам, положение к-рых определяется ур-нием $f_k = h^2/2k\lambda$, где h — радиус окружности, ограничивающей нижний край второго прозрачного кольца (рис. 1), а k — целое число. Радиусы последующих зон, включающих одно светлое и одно темное кольца, определяются по ф-ле $h_k = \sqrt{2k\lambda f}$.

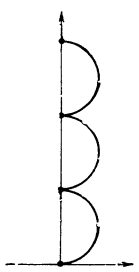


Рис. 2.

Если вместо непрозрачного слоя нанести прозрачный слой, вызывающий скачок фазы на π, то интенсивность света в точке F увеличится в 4 раза.

Наконец, можно задать такой профиль З. п., чтобы интенсивность в точке F достигла 100%. Для света длины волны λ такая З. п. вполне заменяет линзу с фокусным расстоянием f, но хроматич. аберрация такой линзы велика, т. к. f обратно пропорционально λ (приблизительно в 20 раз больше, чем у линзы из обычного крона).

З. п. не нашли практич. применения в оптике ввиду трудностей изготовления: число колец, необходимое для получения линз большой оптич. силы, чрезвычайно велико. С помощью З. п. специального профиля можно устранить вторичный спектр астрономич. объективов при сравнительно небольшом числе зон.

Аналогичные устройства могут быть созданы и в диапазоне радиоволн. В этом случае благодаря значительно бо́льшим длинам волн реализация описанного принципа существенно упрощается, и оказывается возможным создание направленных излучателей с З. п. (см. *Зонная антенна*).

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Слюсарев Г. Г., Оптические системы с фазовыми слоями, «ДАН СССР», 1957, т. 113, № 4; 3) Вуд Р. В., Физическая оптика, пер. с нем., М., 1936; 4) Райский С., К свойствам оптической системы, содержащей зонную диафрагму, «ЖЭТФ», 1953, т. 25, вып. 1 (7),

Г. Г. Слюсарев.

ЗОННАЯ ТЕОРИЯ — один из основных разделов квантовой механики твердых тел, представляющий собой теорию валентных электронов, движущихся в периодич. поле кристаллич. решетки. Результаты З. т. позволили понять природу многих важнейших закономерностей и свойств твердых тел и послужили основой развития современной физики *металлов*, *полупроводников* и *диэлектриков*.

Энергетические зоны. В отличие от атомов и молекул, где движение электронов локализовано в малой области пространства протяженностью порядка 10^{-8} *см*, валентные электроны в твердых телах перемещаются по всему макроскопич. объему, переходя от атома к атому по узлам кристаллич. решетки. По своему характеру движение валентных электронов в кристаллах занимает промежуточное положение между внутриатомным движением и перемещением свободных электронов в вакууме.

Электрон в атоме может обладать только нек-рыми, вполне определенными значениями энергии, образующими совокупность дискретных уровней энергии атома (см. рис. 1 в статье *Атом*). Напротив, свободный электрон может двигаться с любой энергией, и его энергетич. спектр образует непрерывную область значений от нуля до бесконечности (состояние ионизации атома). Возможные значения энергии ε электрона в кристалле изображены на рис. 1. Сильно связанные с ядрами электроны внутренних атомных оболочек остаются локализованными в отдельных атомах. Им соответствуют дискретные нижние уровни. Внешние, валентные электроны удерживаются в атомах гораздо слабее и почти свободно перемещаются по

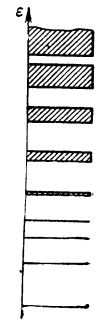


Рис. 1. Дискретные уровни внутренних электронов и энергетические зоны валентных электронов в кристаллах.

узлам кристаллич. решетки, переходя от одного атома к другому. Возможные значения энергии этих электронов образуют отдельные квазинепрерывные области — энергетич. зоны, состоящие из большого числа близко расположенных уровней. Энергетич. зона тем шире, чем слабее связь электрона с ядрами.

Энергетич. зоны в кристалле генетически связаны с определенными электронными уровнями тех атомов, из к-рых состоит данная кристаллическая решетка. При сближении атомов и образовании кристаллич. решетки взаимодействие между атомами приводит к тому, что уровни валентных электронов смещаются, расщепляются и расширяются, превращаясь в зоны (рис. 2).

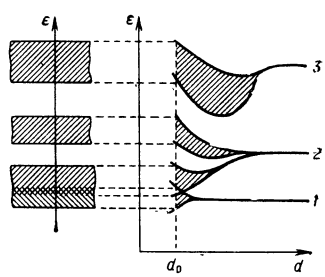


Рис. 2. Образование энергетических зон в кристалле из атомных электронных уровней: d_0 — междуатомное расстояние в кристаллах.

Справа на рис. 2 изображен спектр энергетич. состояний электронов в невзаимодействующих атомах. Если расположить эти атомы в виде кристаллич. решетки, но с макроскопич. междуатомными расстояниями d, а затем сближать их, то на расстояниях, при к-рых возникает заметное взаимодействие, поле окружающих атомов изменяет величину энергии ε отдельных электронов, т. е. вызывает сдвиг атомных уровней. Каждое стационарное состояние движения электрона в атоме характеризуется определенным пространственным распределением заряда электронного облака. Сдвиг уровня равен электростатич. энергии этого заряда в поле остальной решетки.

Если одной и той же энергией в атоме могут обладать несколько электронов, находящихся в различных состояниях, то соответствующий атомный уровень называется вырожденным. Различным состояниям электрона в атоме соответствует разное распределение заряда электронного облака. Поэтому энергия электронов, бывших в разных атомных состояниях, изменяется в решетке неодинаково, и вырожденные атомные уровни, как правило, расщепляются (см. уровень 2 на рис. 2).

Взаимодействие между атомами вызывает не только сдвиг и расщепление атомных уровней, но и расширение их в зоны. Этот эффект также обусловлен волновыми свойствами электрона, благодаря чему электрон может путем *туннельного эффекта* переходить от атома к атому сквозь разделяющие атомы потенциальные барьеры. Расчет среднего времени просачивания электрона на соседний атом показывает, что при макроскопич. расстояниях это время практически бесконечно, тогда как при истинных междуатомных расстояниях в кристалле оно становится порядка 10^{-15} *сек*. Но время жизни электрона в к.-л. состоянии связано с неопределенностью его энергии (шириной уровня), соотношением неопределенности $\Delta\varepsilon \sim \hbar/\tau$ ($\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-27}$ *эрг·сек*). В атомах $\tau \sim 10^{-8}$ *сек* и $\Delta\varepsilon \sim 10^{-7}$ *эв*, чем и обусловлена естеств. ширина спектральных линий. В кристаллах вследствие туннельного эффекта $\tau \sim 10^{15}$ *сек*, и уровни валентных электронов в атомах превращаются в энергетич. зоны, ширина к-рых $\Delta\varepsilon$ составляет 1—10 *эв*.

В решетке из N основных ячеек содержится N одинаковых и одинаково расположенных атомов. Обладая одной и той же энергией, электрон может находиться в любом из них. Поэтому простой (невырожденный) атомный уровень приобретает в решетке добавочное N-кратное вырождение. Превращение атомного уровня в зону сопровождается снятием этого перестановочного вырождения: зона состоит из N близко (квазинепрерывно) расположенных уровней. При реальных междуатомных расстояниях стационарные состояния валентных электронов в кристаллах отличаются не местом локализации электрона, а характером его движения, по кристаллу — энергией, скоростью, направлением. Если к.-л. способом фиксировать валентный электрон на атоме, расположенном в определенном узле решетки, то неопределенность энергии электрона станет равной ширине соответствующей зоны. Через время порядка 10^{-15} *сек* электрон уйдет из этого узла.

Расчет показывает, что вероятность перехода электрона от узла к узлу в решетке $1/\tau$ зависит от степени перекрытия атомных волновых функций, т. е., грубо говоря, от степени наложения орбит электронов (см. *Атом, Бора орбиты*): $\hbar/\tau = J = \mathrm{Re}\int \psi_m^* \varphi' \psi_{m+1}\, d\Omega$. Здесь τ — время перехода электрона от узла m к узлу $m+1$, φ' — изменение потенциальной энергии электрона в атоме m, обусловленное полем всей остальной решетки, а J — т. н. обменный интеграл в энергии взаимодействия электрона с решеткой, связанный с волновой природой и неразличимостью электронов. Для внешних атомных орбит перекрытие волновых ф-ций значительно и поэтому для валентных электронов τ может быть очень малым. Размеры атомных орбит внутренних электронов малы по сравнению с междуатомными расстояниями в кристаллах. Состояния движения этих электронов практически не изменяются, уровни их не смещаются и не превращаются в зоны в кристаллической решетке. Поэтому ядро вместе со всеми внутренними электронами выступает в твердом теле как единое целое — ион (атомный остаток) данного элемента. З. т. рассматривает движение валентных электронов в поле атомных остатков.

Зонный характер энергетич. спектра электронных состояний в кристаллах позволил объяснить ряд фундаментальных свойств твердых тел и, прежде всего, факт существования металлов, полупроводников и диэлектриков, у к-рых при одинаковых по порядку величины междуатомных расстояниях и энергиях взаимодействия, электропроводность отличается на 25 порядков (от $\sim 10^{6}$ *ом*$^{-1}\cdot$*см*$^{-1}$ для металлов до $\sim 10^{-19}$ *ом*$^{-1}\cdot$*см*$^{-1}$ для диэлектриков).

В силу принципа Паули в N состояниях каждой зоны может находиться не более $2N$ электронов. Если зона пуста, то она, очевидно, не дает вклада в проводимость. Не участвуют в проводимости и электроны в целиком заполненной зоне, т. к., вследствие отсутствия вакантных уровней, внешнее электрич. поле не может вызвать перераспределения электронов по состояниям и создать электрич. ток. Напротив, в частично заполненной зоне электроны ускоряются полем (переводятся на соседние вакантные уровни), что приводит к возникновению их упорядоченного движения. Поэтому тела с частично заполненной зоной (рис. 3, *а*) являются металлами, а тела, у к-рых энергетич. спектр электронных состояний состоит только из заполненных и пустых зон — диэлектриками или полупроводниками (рис. 3, *б*). Целиком заполненные зоны в кристаллах называются валентными зонами, частично заполненные и пустые — зонами проводимости.

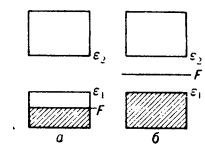


Рис. 3. Заполнение энергетических уровней в металлическом (*а*) и неметаллическом (*б*) кристаллах.

В неметаллич. кристаллах тепловое движение переводит небольшую часть электронов из заполненной зоны в пустую. Поэтому только при абсолютном нуле темп-ры эти тела являются идеальными изоляторами. При $T \neq 0$ они обладают проводимостью σ, резко возрастающей с повышением темп-ры. Если ширина энергетич. интервала между заполненной и вакантной зонами (этот интервал наз. энергетич. щелью, или запрещенной зоной) велика ($\gtrsim$ нескольких *эв*), то концентрация электронов в зоне проводимости очень мала, и кристалл остается диэлектриком при всех реальных температурах. Если же запрещенная зона достаточно узка ($\lesssim 1$ *эв*), то проводимость приобретает заметные значения уже при комнатной температуре. Такие тела являются полупроводниками.

Электрические, оптические, механические и, отчасти, тепловые и магнитные свойства твердых тел обусловлены валентными электронами. Поэтому З. т., трактующая о законах движения валентных электронов в кристаллах, играет фундаментальную роль в физике твердого тела. З. т. опирается на определенные допущения и пренебрежения. Предполагается, что: 1) кристалл идеально периодичен; 2) движение ядер (или атомных остатков) сводится только к малым колебаниям около неизменных положений равновесия; 3) междуэлектронное взаимодействие может быть описано неким усредненным периодич. стационарным полем. Поэтому ряд явлений (*ферромагнетизм, сверхпроводимость*; безызлучательные электронные переходы и др.), играющих существенную роль в физике твердых тел, не может быть последовательно рассмотрен в З. т. Вместе с тем при более общем подходе к построению теории твердого состояния оказывается, что многие результаты З. т. шире ее исходных предпосылок (см. ниже).

Общая постановка задачи в квантовой механике твердых тел и приближение зонной теории. Волновая ф-ция Φ ($\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots$), описывающая стационарные состояния движения всей совокупности элек-

тронов и ядер, образующих кристалл, определяется *Шредингера уравнением:*

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\sum_i \nabla_i^2\Phi - \frac{\hbar^2}{2}\sum_\alpha \frac{\nabla_\alpha^2\Phi}{M_\alpha} + \frac{1}{2}\sum_i\sum_{j\neq i}\frac{e^2}{r_{ij}}\Phi + \\ + V_0(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)\Phi + \\ + V'(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)\Phi = E\Phi, \quad (1)$$

где $\boldsymbol{r}_i$ — координаты электронов, $\boldsymbol{R}_\alpha$ — координаты атомных ядер, E — полная энергия кристалла. Первые две суммы в (1) соответствуют кинетич. энергии электронов и ядер, а множители при волновой ф-ции Φ в следующих членах слева, соответственно, — потенциальная энергия взаимодействия электронов, потенциальная энергия взаимодействия ядер и потенциальная энергия взаимодействия между электронами и ядрами.

Первым шагом в цепи допущений, приводящих к З. т., является т. н. адиабатич. приближение, математически выражаемое представлением Φ в виде произведения двух ф-ций

$$\Phi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots) = \\ = \xi(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)\Psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots). \quad (2)$$

В результате, с точностью до членов порядка отношения массы электрона к массе ядра, ур-ние (1) распадается на два ур-ния:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\sum_i \nabla_i^2\Psi + \frac{1}{2}\sum_i\sum_{j\neq i}\frac{e^2}{r_{ij}}\Psi + \\ + V'(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)\Psi = W(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)\Psi, \quad (3)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2}\sum_\alpha \frac{\nabla_\alpha^2\xi}{M_\alpha} + [V_0(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots) + \\ + W(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)]\xi = E\xi. \quad (4)$$

Электронные волновые ф-ции $\Psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)$ описывают стационарные состояния электронов в кристалле при любой фиксированной конфигурации ядер: $\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots$. Соответствующая состоянию $\Psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)$ энергия электронов $W(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)$ параметрически зависит от расположения ядер. Ядерная волновая ф-ция $\xi(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)$ описывает стационарные состояния ядер в поле, обусловленном их взаимодействием, а также усредненным по состоянию $\Psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots)$ пространственным зарядом электронов. Физич. смысл адиабатич. приближения состоит в том, что вследствие резкого различия масс движение электронов определяется полем мгновенной конфигурации ядер, тогда как на сравнительно медленное движение ядер влияет лишь среднее пространственное распределение заряда электронов.

В рамках З. т. задача о равновесном расположении ядер не рассматривается, а в ур-ние (3) вместо $\boldsymbol{R}_\alpha$ подставляются фиксированные координаты узлов решетки заданной симметрии. Ур-ние (3) определяет энергию электронов W в жесткой кристаллич. решетке из неподвижных ядер. Тепловое движение решетки учитывается как возмущение, не влияющее на энергетич. спектр электронов, но устанавливающее определенное распределение электронов по состояниям.

Поскольку состояния внутренних атомных электронов мало изменяются в кристаллич. решетке, можно с самого начала ограничиться рассмотрением только валентных электронов, а под $\boldsymbol{R}_\alpha$ подразумевать не координаты ядер, а координаты атомных остатков.

Ур-ние (3) для системы валентных электронов в кристалле сводится к одноэлектронной задаче путем замены точного конфигурац. взаимодействия между электронами действующим на каждый электрон средним эффективным полем (см. *Самосогласованное поле*). В результате ур-ние (3) распадается на одноэлектронные ур-ния:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\boldsymbol{r}) + V(\boldsymbol{r})\psi(\boldsymbol{r}) = \varepsilon\psi(\boldsymbol{r}). \quad (5)$$

Потенциальная энергия каждого электрона $V(\boldsymbol{r})$ зависит от состояний всех др. электронов, и поэтому последовательный расчет задачи требует совместного решения системы ур-ний (5) для всей совокупности электронов. Даже в атомах такое самосогласованное решение удается получить лишь численными методами, обычно с помощью вычислит. машин. Для кристаллов целый ряд фундаментальных результатов и в том числе зонная структура спектра энергетич. состояний электронов следует непосредственно из вида симметрии ф-ции $V(\boldsymbol{r})$. Т. к. внутреннее поле в кристалле одинаково в кристаллографически идентичных точках, потенциальная энергия электрона $V(\boldsymbol{r})$ обладает теми же элементами симметрии, что и сама кристаллич. решетка и, в частности, трансляционной симметрией:

$$V(\boldsymbol{r} + n_1\boldsymbol{a}_1 + n_2\boldsymbol{a}_2 + n_3\boldsymbol{a}_3) \equiv V(\boldsymbol{r}). \quad (6)$$

Здесь $\boldsymbol{a}_1, \boldsymbol{a}_2, \boldsymbol{a}_3$ — основные *трансляции* решетки, а n_1, n_2, n_3 — любые целые числа. Ур-ния (5) и (6) являются основными ур-ниями З. т.

В результате описанных выше упрощений квантовомеханич. задача многих тел сводится к задаче отыскания одноэлектронных волновых ф-ций или, как принято говорить, одноэлектронных орбит. Вместо рассмотрения движения многоэлектронной системы в быстро и сложно изменяющихся полях, обусловленных мгновенной конфигурацией всех электронов и ядер, решается задача о движении каждого электрона в нек-ром стационарном поле $V(\boldsymbol{r})$, обладающем симметрией данной кристаллич. решетки. Коллективное состояние валентных электронов в твердом теле (кристалле) определяется затем путем распределения их по одноэлектронным орбитам в соответствии с *Ферми—Дирака статистикой*. Термодинамически неравновесные электронные процессы во внешних полях рассматриваются в простейшем случае с помощью *кинетического уравнения Больцмана*, модифицированного соответственно с динамич. свойствами электронов на уровнях в зонах.

Применение вариационных методов позволяет определить принципиальный путь нахождения лучшей системы одноэлектронных волновых ф-ций из всех возможных способов сведения многоэлектронной задачи к одноэлектронной (см. *Хартри—Фока метод*). Условие допустимости и оценка точности одноэлектронной аппроксимации ур-ния (3) долгое время оставались неясными. Введение одноэлектронных орбит рассматривалось как недостаточно обоснованный, но вынужденный шаг, обусловленный чрезвычайной математич. сложностью задачи многих тел. Приложение методов квантовой теории полей и трактовка электронов в твердых телах как *квазичастиц* (фермионов) показали, что одноэлектронная З. т. соответствует низким уровням возбуждения электронно-дырочного поля.

Динамика электронов в кристаллах и структура энергетических зон. Решение ур-ния Шредингера (5) показывает, что стационарные состояния движения электрона в кристалле описываются волновыми функциями следующего вида:

$$\psi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})\exp\left(-i\frac{\varepsilon}{\hbar}t\right) \equiv U_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})\exp\left\{-i\left(\frac{\varepsilon}{\hbar}t - \boldsymbol{k}\boldsymbol{r}\right)\right\}, \quad (7)$$

где $U_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$ обладает трансляционной симметрией решетки (т е о р е м а Б л о х а). Каждое состояние электрона в кристалле характеризуется значением энергии ε и волнового числа $\boldsymbol{k}$.

Электрон в кристалле может с равной вероятностью $|\psi_k(r)|^2 = |U_k(r)|^2$ находиться в любой элементарной ячейке. Внутри каждой элементарной ячейки $|U_k(r)|^2$ обладает максимумом, приходящимся на тот атом, из уровня которого возникло состояние $\psi_k(r)$ с данными ε и k в кристаллич. решетке (см. рис. 2). В стационарных состояниях (7) электроны движутся по кристаллографич. направлениям, проходящим через эти атомы.

Стационарные состояния свободного электрона в вакууме описываются волновыми ф-циями

$$\varphi_k(r) = A \exp\left\{-i\left(\frac{\varepsilon}{\hbar}t - kr\right)\right\}, \qquad (8)$$

причем импульс p и волновой вектор k электрона связаны соотношением Де-Бройля: $p = \hbar k$. Для электрона в кристалле $p \neq \hbar k$, причем в стационарном состоянии (7) импульс p электрона не остается постоянным. Причина этого состоит в том, что электрон движется в кристалле в попеременно ускоряющем и тормозящем его периодич. поле решетки. Характеристикой состояния (интегралом движения) является здесь волновой вектор k, связанный с фазовой скоростью волны Блоха ($k = 2\pi/\lambda$). Волновой вектор k (точнее, величину $\hbar k$) называют квазиимпульсом электрона.

В состояниях, описываемых волновыми ф-циями (7), электрон обладает определенным средним (по элементарной ячейке) значением скорости, равным групповой скорости волн Блоха:

$$v = \frac{1}{\hbar}\operatorname{grad}_k \varepsilon. \qquad (9)$$

Если ввести трехмерное k-пространство, где координатами служат компоненты квазиимпульса k_x, k_y и k_z, то каждое стационарное состояние электрона будет изображаться точкой с радиусом-вектором, равным соответствующему значению k. Значение энергии в каждом состоянии, т. е. вид ф-ции $\varepsilon(k)$, определяется свойствами кристалла — типом симметрии его решетки, величиной междуатомных расстояний, пространственным распределением потенциала в элементарной ячейке. Одним и тем же значением энергии электрон может обладать, находясь в различных k-состояниях. Совокупность точек в k-пространстве, соответствующих данному значению ε, образует изоэнергетич. поверхность (рис. 4). Компоненты нормали к изоэнергетич. поверхности в пространстве квазиимпульсов пропорциональны средней скорости электрона (далее слово «средней» опускается), находящегося в состоянии (7):

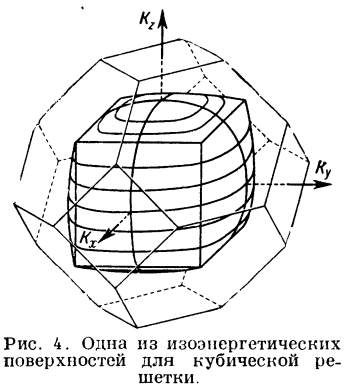


Рис. 4. Одна из изоэнергетических поверхностей для кубической решетки.

$$v_x = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial \varepsilon}{\partial k_x}; \quad v_y = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial \varepsilon}{\partial k_y}; \quad v_z = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial \varepsilon}{\partial k_z}. \qquad (10)$$

Характер волнового движения $\exp\{i(\omega t - kr)\}$ определяется законом дисперсии (см. *Дисперсия волн*). Для электронных волн (7) и (8), где $\omega = \varepsilon/\hbar$, дисперсионным ур-нием служит зависимость энергии от квазиимпульса $\varepsilon(k)$. При одних значениях энергии квазиимпульс действителен и вероятность локализации электрона $|\psi_k(r)|^2$ одинакова во всех кристаллографически идентичных точках решетки. При других ε квазиимпульс принимает мнимые значения и волновые ф-ции (7) убывают в одних и безгранично нарастают в других направлениях. Только первые значения энергии могут, очевидно, соответствовать стационарным состояниям электрона в неограниченном кристалле.

k-пространство, представляющее собой совокупность действительных значений квазиимпульса, распадается на отдельные области или зоны, внутри к-рых энергия ε является непрерывной ф-цией k, а на границах претерпевает разрывы. Эти зоны наз. зонами Бриллюэна (рис. 5). Скачки ε на границах зон Бриллюэна соответствуют тем энергиям, при к-рых квазиимпульс k принимает мнимые значения.

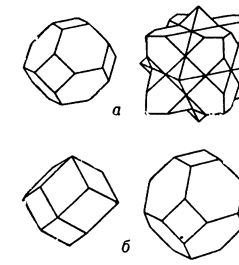


Рис. 5. Первая и вторая зоны Бриллюэна для гранецентрированной (*а*) и объемноцентрированной (*б*) кубической решетки.

Будем изображать одним уровнем на шкале энергии все k-состояния электрона, соответствующие данному значению ε, т. е. все состояния, принадлежащие данной изоэнергетич. поверхности в k-пространстве. Тем самым электронные состояния в зонах Бриллюэна графически изображаются на шкале энергий в виде полос разрешенных значений энергии и разрывов между ними (см. рис. 1). Эти полосы и разрывы между ними также наз. зонами, а именно — разрешенными и запрещенными энергетич. зонами. Каждому уровню в разрешенной энергетич. зоне соответствует много различных состояний движения электрона в кристалле, отличающихся направлением распространения k/k и длиной волны $\lambda = 2\pi/k$, а также величиной и направлением скорости электрона $v = \frac{1}{\hbar}\operatorname{grad}_k \varepsilon$.

Оптич. аналогом разрешенных и запрещенных энергетич. зон служат области нормальной и аномальной *дисперсии света*. Только при частотах, принадлежащих областям нормальной дисперсии, в данной среде могут распространяться незатухающие электромагнитные волны. Аналогом частоты является энергия электрона ε, а аналогом незатухающих электромагнитных волн — стационарные электронные волны (7). Заметим, что аналогия не является полной, т. к. в оптике в областях нормальной дисперсии также имеется слабое затухание (поглощение) волн.

Границы зон Бриллюэна определяются ур-нием

$$k \cdot \frac{K}{2} = \frac{K^2}{4}, \qquad (11)$$

где

$$K = 2\pi\left\{l_1 \frac{[a_2 a_3]}{a_1[a_2 a_3]} + l_2 \frac{[a_3 a_1]}{a_1[a_2 a_3]} + l_3 \frac{[a_1 a_2]}{a_1[a_2 a_3]}\right\} \qquad (12)$$

— вектор *обратной решетки*. Здесь a_1, a_2, a_3 — основные трансляции кристалла, а l_1, l_2, l_3 — любые целые числа. Первая зона Бриллюэна совпадает с основной ячейкой обратной решетки данного кристалла.

В кристалле конечных размеров $[L_1[L_2 L_3]]$, где $L_1 = N_1 a_1$, $L_2 = N_2 a_2$, $L_3 = N_3 a_3$, граничные условия приводят к квантованию квазиимпульса:

$$k_1 = \frac{2\pi}{a_1}\frac{n_1}{N_1}; \quad k_2 = \frac{2\pi}{a_2}\frac{n_2}{N_2}; \quad k_3 = \frac{2\pi}{a_3}\frac{n_3}{N_3}, \qquad (13)$$

причем $n_i = 0; \pm 1; \pm 2; \ldots; \pm\infty$. В первой зоне Бриллюэна k_i изменяется от $-\pi/a_i$ до $+\pi/a_i$, что соответствует $-N_i/2 \leqslant n_i \leqslant N_i/2$. Число стационарных состояний электрона в каждой зоне Бриллюэна (равное общему числу уровней в каждой энергетич. зоне) равно $N = N_1 \cdot N_2 \cdot N_3$ — числу основных ячеек в кристаллич. решетке.

Значения волнового вектора $\boldsymbol{k}$ во второй, третьей и т. д. зонах Бриллюэна отличаются от соответствующих значений $\boldsymbol{k}$ в первой зоне на вектор обратной решетки. Т. к. произведение любого вектора обратной решетки на любой радиус-вектор $\boldsymbol{r}$ узла в кристалле равно целому кратному 2π, то волны Блоха (7) в разных зонах Бриллюэна отличаются только видом ф-ций $U_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$. Поэтому все стационарные состояния электрона в кристалле можно характеризовать значениями квазиимпульса (13), принадлежащими первой зоне Бриллюэна (приведенный волновой вектор). В данном случае $U_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$ является многозначной ф-цией $\boldsymbol{r}$ при данном $\boldsymbol{k}$, а $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ — многозначной ф-цией $\boldsymbol{k}$. Это отмечается иногда вторым индексом: $U_{\boldsymbol{k}\mu}(\boldsymbol{r})$, $\varepsilon_\mu(\boldsymbol{k})$, где μ нумерует различные энергетич. зоны.

Зоны Бриллюэна были получены впервые путем рассмотрения периодич. потенциала решетки $V(\boldsymbol{r})$ как возмущения, искажающего движение свободных электронов. В состояниях, принадлежащих границам зон Бриллюэна, происходит дифракция электронных волн в кристаллич. решетке. Поскольку положение дифракционных максимумов в данной пространственной структуре определяется только направлением распространения и длиной волны, ф-лы (11) совпадают с условиями Брегга — Вульфа для дифракционных максимумов рентгеновских лучей. Поэтому по форме зон Бриллюэна можно определить картину дифракции рентгеновских лучей в кристалле, а по дифракции рентгеновских лучей — форму зон Бриллюэна.

В приведенной зоне (первой зоне Бриллюэна) каждой энергетич. полосе соответствует своя система изоэнергетич. поверхностей. Поскольку $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ является законом дисперсии электронных волн в кристалле, структура энергетич. зон определяет характер движения электронов в стационарных состояниях и под действием внешних (макроскопич.) полей, а также существенным образом входит в расчет процессов электронных переходов при взаимодействии с колебаниями решетки, фотонами и др.

Изменения квазиимпульса, энергии и скорости электрона под действием макроскопических и достаточно медленно изменяющихся со временем электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и магнитного поля $\boldsymbol{H}$ определяются ур-ниями

$$\begin{aligned}\frac{d\boldsymbol{k}}{dt} &= -\frac{e}{\hbar}\left\{\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}\,[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}]\right\},\\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= -e\left\{\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}\,[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}]\right\}\boldsymbol{v},\\ \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} &= -\frac{e}{m^*}\left\{\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}\,[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}]\right\},\end{aligned} \qquad (14)$$

где e — абсолютное значение заряда, а m^* — эффективная масса электрона. Заметим, что в этой упрощенной записи не учитывается эффект квантования движения электрона в магнитном поле, существенный, напр., в теории *диамагнетизма*.

Зонный характер энергетич. спектра электрона в кристалле отражен в этих динамич. ур-ниях в том, что: 1) в отличие от свободного электрона в вакууме, скорость электрона $v \neq \hbar k/m$, а определяется из дисперсионного ур-ния по ф-ле (9); 2) эффективная масса электрона m^* не совпадает с его истинной массой, а представляет собой тензор:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2}\begin{pmatrix} \dfrac{\partial^2\varepsilon}{\partial k_x^2} & \dfrac{\partial^2\varepsilon}{\partial k_x \partial k_y} & \dfrac{\partial^2\varepsilon}{\partial k_x \partial k_z} \\ \dfrac{\partial^2\varepsilon}{\partial k_y \partial k_x} & \dfrac{\partial^2\varepsilon}{\partial k_y^2} & \dfrac{\partial^2\varepsilon}{\partial k_y \partial k_z} \\ \dfrac{\partial^2\varepsilon}{\partial k_z \partial k_x} & \dfrac{\partial^2\varepsilon}{\partial k_z \partial k_y} & \dfrac{\partial^2\varepsilon}{\partial k_z^2} \end{pmatrix}. \qquad (15)$$

Вследствие того, что процесс перемещения электрона по кристаллу складывается из серии последовательных прохождений сквозь потенциальные барьеры, прозрачность к-рых различна в различных кристаллографич. направлениях, ускорение электрона $\frac{d\boldsymbol{v}}{dt}$ в общем случае не совпадает с направлением внешней силы. Периодич. поле решетки, выпадающее при усреднении по объему элементарной ячейки из выражения силы, действующей на электрон, входит в неявной форме в эффективную массу и придает ей тензорный характер.

Когда квазиимпульс достигает границы первой зоны Бриллюэна и пересекает ее, он может быть снова возвращен в первую зону путем изменения на вектор обратной решетки. Этим условием следует дополнить систему ур-ний (14), если под $\boldsymbol{k}$ понимать приведенный квазиимпульс. Система (14) остается справедливой и в том случае, когда $\boldsymbol{k}$-пространство не сводится к приведенной зоне Бриллюэна. При этом $\varepsilon_\mu(\boldsymbol{k})$ вне первой зоны представляет собой периодич. продолжение μ-й ветви функции $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ за пределы приведенной зоны Бриллюэна (см. рис. 6, *а*).

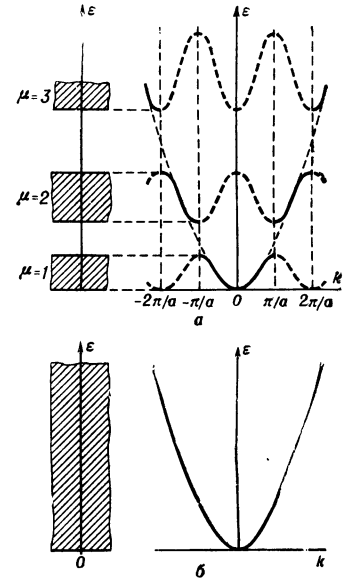


Рис. 6. Закон дисперсии (справа) и энергетические зоны (слева) для электрона с изотропной эффективной массой (*а*). Знак эффективной массы электрона совпадает со знаком $\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial k^2}$. Пунктиром изображен результат отображения k-пространства на 1-ю зону Бриллюэна $\left(-\frac{\pi}{a} \leqslant k \leqslant \frac{\pi}{a}\right)$ и периодического продолжения $\varepsilon_\mu(k)$. Для сравнения соответственно показаны закон дисперсии и непрерывный спектр энергии свободного электрона (*б*).

В том случае, когда периодич. потенциал решетки можно рассматривать как малое возмущение по отношению к кинетич. энергии электрона, дисперсионное ур-ние $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ (или, что то же, — структура энергетич. спектра электронов в кристалле) графически изображено на рис. 6, *а*. Для сравнения на рис. 6, *б* дан

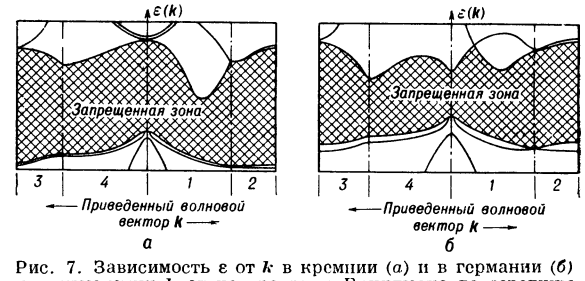


Рис. 7. Зависимость ε от k в кремнии (*а*) и в германии (*б*) при изменении k от центра зоны Бриллюэна до середины квадратной грани (*1*), от середины квадратной грани до угла ее (*2*), от угла до середины 6-угольной грани (*3*) и от середины 6-угольной грани до центра зоны (*4*).

график дисперсионного ур-ния свободного электрона в вакууме. В общем случае зависимость $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ в кристаллах сложная, причем максимумы и минимумы ε в $\boldsymbol{k}$-пространстве не обязательно расположены

в центре или на границах зон Бриллюэна. На рис. 7 показана структура валентной зоны и зоны проводимости в кристаллах кремния и германия. Приведенная зона Бриллюэна для этих кристаллов изображена на рис. 8. Там же показаны области *1*, *2*, *3* и *4* изменения квазиимпульса. И в Ge, и в Si максимум энергии (верхний край) валентной зоны соответствует $k = 0$, т. е. центру зоны Бриллюэна. Зоны проводимости Si и Ge имеют несколько минимумов, причем самые глубокие минимумы (нижний край зоны проводимости) соответствуют в Si состояниям с квазиимпульсом k, лежащим внутри зоны Бриллюэна и ориентированным по нормалям к квадратным граням. В Ge нижний край зоны проводимости достигается в состояниях с квазиимпульсами k, лежащими в центрах шестиугольных граней 1-й зоны Бриллюэна.

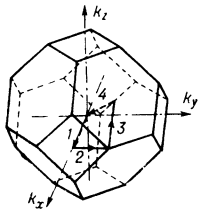


Рис. 8. Приведенная зона Бриллюэна для кремния и германия. Контур *1*—*4* изображает область значений k, для к-рых построена зависимость $\varepsilon(k)$ на рис. 7.

Из разложения $\varepsilon(k)$ в ряд в экстремальных точках:

$$\varepsilon(k) = \varepsilon(k_0) + \frac{\hbar^2}{2}\sum_{i,j}\frac{1}{m^*_{ij}}(k_i - k_{i_0})(k_j - k_{j_0}),$$
$$(i, j = x, y, z) \qquad (16)$$

следует, что в минимумах и, в частности, вблизи нижнего края (дна) энергетич. зоны эффективная масса электрона положительна, а в максимумах и, в частности, вблизи верхнего края (потолка) зоны — отрицательна (см. рис. 6 и 7). При $m^* < 0$ электрон должен не ускоряться, а замедляться силой, действующей в направлении его скорости. Следовательно, под действием постоянного электрич. поля электрон в пустой зоне совершал бы периодич. движение от нижнего края зоны к верхнему и обратно, не получая в среднем от поля энергии и не создавая электрич. тока. Однако, вследствие энергетич. потерь на колебаниях и на неоднородностях решетки, практически все электроны в слабо заполненной зоне будут оставаться на нижних уровнях, где $m^* > 0$, и кристалл будет обладать нормальной электронной проводимостью. Если же зона заполнена почти доверху, то на движение отдельных электронов будет накладываться еще ограничивающее действие принципа Паули, что в сочетании с отрицат. эффективной массой у верхнего края зоны приводит к *дырочной проводимости*. Вклад почти заполненной зоны в проводимость, в эффект Холла и т. п. оказывается таким, как если бы в зоне было небольшое число положит. частиц — дырок с $m^* > 0$, равное числу незанятых состояний.

Если максимум $\varepsilon_\mu(k)$ перекрывается с минимумом $\varepsilon_{\mu+1}(k)$, то энергия не может быть разложена в ряд Тейлора (16) у края энергетич. зоны. В этом случае геометрия изоэнергетич. поверхностей и динамич. свойства электронов усложняются.

Распределение электронов по уровням в зонах. Вероятность того, что при абс. темп-ре T электрон будет находиться в состоянии, описываемом волновой ф-цией $\psi_{k\mu}(r)$, определяется *Ферми—Дирака статистикой*:

$$f_\mu(k) = \frac{1}{\exp\left\{\frac{\varepsilon(k) - F}{kT}\right\} + 1}. \qquad (17)$$

Здесь k — Больцмана постоянная, μ — индекс энергетич. зоны, а F — *Ферми уровень*. $f_\mu(k)$, а также все макроскопич. характеристики кристаллов, выражаемые через ф-цию распределения электронов, зависят от структуры энергетич. зон $\varepsilon(k)$.

Число электронов на уровнях в интервале от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$ в энергетич. зоне равно

$$\nu(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{g(\varepsilon)}{\exp\left\{\frac{\varepsilon - F}{kT}\right\} + 1}d\varepsilon, \qquad (18)$$

где $g(\varepsilon)d\varepsilon$ — удвоенное число квантованных значений квазиимпульса (13), лежащих в фазовом объеме между изоэнергетич. поверхностями ε и $\varepsilon + d\varepsilon$ в зоне Бриллюэна. Удвоение связано с тем, что в каждом k-состоянии возможны 2 разные ориентации спина электрона. Положение уровня Ферми в зонной диаграмме состояний (см. рис. 3) находится из условия

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{g(\varepsilon)}{\exp\left\{\frac{\varepsilon - F}{kT}\right\} + 1}d\varepsilon = n_1, \qquad (19)$$

где n_1 — общее число электронов в кристалле.

В том случае, когда уровень Ферми попадает в разрешенную энергетич. зону, кристалл является металлом; при расположении уровня Ферми в запрещенной зоне кристалл — диэлектрик или полупроводник.

Степень заполнения электронами уровней в к.-л. энергетич. зоне зависит от заполнения соответствующего атомного уровня. Если все квантовые состояния с энергией ε_0 в атоме заполнены электронами в соответствии с принципом Паули, то образующиеся из этого уровня зоны (или — зона, если уровень был невырожденным) также заполнены, т. к. число электронов и число состояний не изменяются при объединении атомов в кристаллич. решетку. Из пустых уровней получаются вакантные зоны; из частично заполненных — частично заполненные. Если не происходит а) перекрытия зон и б) перераспределения электронов между зонами, возникающими из уровней различных атомов, то по распределению электронов в атомах можно однозначно определить, будет ли кристалл, образованный из этих атомов, металлом или нет (рис. 9). Перекрытие заполненной и вакантной зон делает кристалл металлом даже в том случае, когда в образующих его атомах нет частично заполненных уровней (рис. 10). Перераспределение электронов между зонами, возникающими из уровней разных атомов, может привести к тому, что вместо двух частично заполненных зон в кристалле окажутся одна целиком заполненная и одна вакантная зона. Вследствие этого кристалл будет диэлектриком или полупроводником, хотя он состоит из атомов с частично заполненными уровнями (рис. 11).

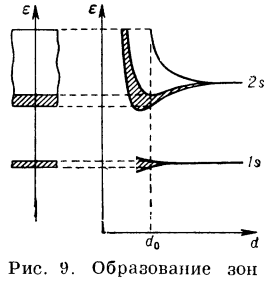


Рис. 9. Образование зон в кристалле лития из атомных уровней 1*s* и 2*s*. Зона 2*s* частично заполнена, т. к. на 2*s*-уровне находится только один электрон.

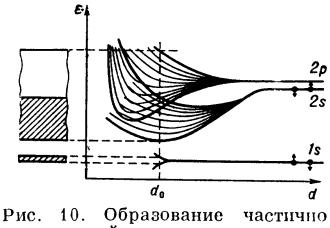


Рис. 10. Образование частично заполненной зоны в кристалле бериллия в результате перекрытия заполненной 2*s*-зоны и пустой 2*p*-зоны. • — обозначают электроны, а стрелки — соответствующие им спины.

Электронные свойства металлов обусловлены процессами в одной частично заполненной зоне, через к-рую проходит уровень Ферми (рис. 3). Расположенные выше пустые зоны обычно перекрываются, нижележащие валентные зоны остаются нацело запол-

ненными, и их можно не рассматривать. Поэтому для металлов и только для металлов в качестве первого приближения могла быть пригодной квантовая модель свободных электронов Зоммерфельда (см. *Металлы*). Свойства диэлектриков и полупроводников определяются 2 зонами, между к-рыми находится уровень Ферми. Поэтому эти свойства существенно зависят от ширины запрещенной зоны, разделяющей зону проводимости и валентную зону, а также от локальных уровней, возникающих в запрещенной зоне вследствие нарушения периодичности решетки дефектами структуры и состава кристаллов (см. *Примесные атомы*).

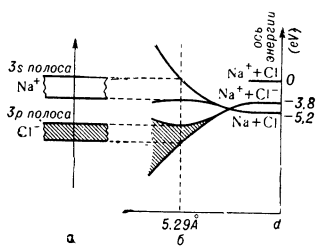


Рис. 11. Заполнение 3*p*-зоны хлора электронами из 3*s*-зоны натрия в кристалле NaCl. В результате кристалл NaCl, состоящий из атомов с незаконченными оболочками, оказывается диэлектриком.

Свойства металлов связаны с процессами на электронных уровнях, лежащих в узком интервале $\sim 0{,}01 \div 0{,}1$ *эв* ($\Delta\varepsilon \sim kT$) в окрестности уровня Ферми. Более глубокие состояния остаются целиком заполненными, более высокорасположенные — вакантными [см. ф-лу (18)]. Поэтому электрич., магнитные, оптич. и нек-рые др. свойства металлов определяются характером дисперсионного ур-ния $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ при $\varepsilon = F$, т. е. — структурой окрестности изоэнергетич. поверхности $\varepsilon = F$ в $\boldsymbol{k}$-пространстве. Эту поверхность называют поверхностью Ферми.

В идеально-периодич. неметаллич. кристаллах уровень Ферми расположен вблизи середины запрещенной зоны (см. рис. 3). Как правило, ширина запрещенной зоны $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \gg 2kT$ и поэтому распределение Ферми (18) переходит в зоне проводимости полупроводников и диэлектриков в распределение Больцмана. Вследствие того, что число электронов проводимости в неметаллич. кристаллах обычно мало́ по сравнению с общим числом уровней в зоне, ограничения, вносимые принципом Паули, практически не влияют на движение электронов. Исключение составляют вырожденные полупроводники (см. *Полупроводники*).

Электроны в зоне проводимости появляются в результате тепловых забросов их из валентной зоны, где возникает такое же число вакантных состояний. В почти заполненной валентной зоне неметаллич. кристаллов состояния движения отдельных электронов не независимы между собой, а ограничены запретом Паули. Возможность ускорения электрона во внешнем поле, т. е. перевода его на соседний уровень, зависит от того, свободен ли этот уровень или занят др. электроном. Можно показать, что взаимосвязанное движение всей совокупности электронов в почти заполненной зоне эквивалентно движению сравнительно небольшого числа свободных частиц с положит. зарядом $e_д = -e_{эл} = e$ и положит. эффективной массой $m^*_д = -m^*_{эл}$. Такие «частицы» называют дырками. Удаление из валентной зоны электрона, имеющего отрицат. заряд и отрицат. эффективную массу, проявляется в кинетике электронных процессов как внесение в эту зону частиц с положит. зарядом и положит. эффективной массой (см. *Дырочная проводимость*).

Концентрация дырок равна полной концентрации вакантных состояний в валентных зонах. Поскольку концентрация дырок в почти заполненной зоне мала по сравнению с числом уровней, запрет Паули не сказывается на распределении дырок в диэлектриках и невырожденных полупроводниках и на их взаимодействии с полями и кристаллич. решеткой. Распределение дырок в валентной зоне соответствует статистике Больцмана для частиц с $\varepsilon_д = -\varepsilon_{эл}$. Скорость дырки $v_д$ в состоянии (7) совпадает со скоростью электрона. Динамика описывается ур-ниями (14) при замене $-e$ на e и m^* на $-m^*$.

При достаточно большой степени заполнения зоны в металле он обладает дырочной проводимостью и поэтому его электронные свойства (эффект Холла, термоэлектрич. явления и др.) носят аномальный по знаку носителей заряда — дырочный характер (рис. 12). Дырки в металлах распределены по статистике Ферми.

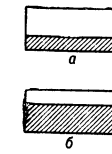


Рис. 12. Заполнение зоны в металле с электронной (*а*) и дырочной (*б*) проводимостью

Локальные уровни. Нарушения периодичности кристаллич. решетки (дефекты) приводят к появлению электронных уровней в запрещенных зонах. Соответствующие этим уровням волновые ф-ции быстро убывают с расстоянием, т. е. описывают состояния электрона, локализованного в непосредственной близости от дефекта. Для металлов, где существенны электронные переходы в пределах одной зоны, дефекты решетки служат дополнит. центрами рассеяния электронов и влияют только на подвижность свободных носителей заряда. В полупроводниках и диэлектриках, свойства к-рых связаны с двумя зонами, уровни, возникающие между валентной зоной и зоной проводимости, играют значительно более важную, иногда — определяющую роль. Причиной появления таких уровней могут быть чужеродные атомы и группы атомов, пустые узлы решетки, дислокации, границы микрокристалликов и т. п. (см. *Ловушки* в полупроводниках, *Примесные атомы*, *Дефекты в кристаллах*). В частности, нарушением периодичности является поверхность кристалла, на к-рой возникают *Тамма уровни*, а также уровни, обусловленные поверхностными неоднородностями. Появление поверхностных уровней Тамма связано с тем, что в ограниченном кристалле возможны (не возрастают бесконечно!) волновые ф-ции вида (7) с мнимой компонентой квазиимпульса, перпендикулярной к поверхности.

Если при нейтральном состоянии дефекта на его локальном уровне находится электрон, то такой уровень называется донорным; уровень, вакантный при том же условии, называется акцепторным. При $T \gtrsim \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon'}{k}$ донорные уровни являются поставщиками электронов в зону проводимости; при $T \gtrsim \frac{\varepsilon' - \varepsilon_1}{k}$ акцепторные уровни захватывают электроны из валентной зоны, т. е. создают в ней дырки (рисунок 13).

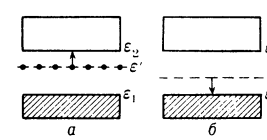


Рис. 13. Донорные (*а*) и акцепторные (*б*) уровни в полупроводниках при абсолютном нуле. Стрелками показан тепловой выброс электронов и дырок.

В чистых неметаллич. кристаллах концентрации электронов и дырок одинаковы. В зависимости от преобладания доноров или акцепторов кристалл становится электронным или дырочным полупроводником.

Электроны из зоны проводимости и дырки из валентной зоны могут переходить на локальные уровни примесных центров. Если захваченный электрон через какое-то время выбрасывается тепловым движением обратно в зону проводимости (дырка — в валентную зону), то такой захват электрона (дырки) называется прилипанием. Если же за захватом электрона следует захват дырки тем же центром (или за захватом дырки следует захват электрона), то в ре-

зультате из числа свободных носителей заряда в кристалле исчезает пара электрон—дырка. Такой процесс называется рекомбинацией. Один и тот же примесный атом или дефект структуры может быть при одних темп-рах центром прилипания электронов или дырок, а при других — центром рекомбинации.

Общая характеристика зонной теории. Основы З. т. твердых тел были заложены работами Ф. Блоха (1928), Л. Бриллюэна (1930) и др. Существенно новым по сравнению с более ранними теориями Друде — Лоренца и Зоммерфельда был учет влияния периодич. поля решетки на движение электронов. В сочетании с принципом Паули это позволило объяснить возможность свободного перемещения электрона на много постоянных решетки, а также то обстоятельство, что не все подобные электроны дают вклад в проводимость и в другие явления переноса. З. т. явилась первой единой теорией твердого состояния, пришедшей на смену опиравшимся на произвольные предположения и не связанным между собой теориям металлов и диэлектриков.

За 30 лет З. т. была существенно развита и успешно приложена к рассмотрению весьма широкого круга явлений в металлах, полупроводниках и диэлектриках, на контакте двух твердых тел, на свободной поверхности кристаллов и т. п. Необходимость знания закона распределения потенциала в элементарной ячейке для расчета энергетич. структуры зон, а также математич. трудности решения ур-ния Шредингера удалось преодолеть путем сочетания 1) общих выводов теории; 2) следствий, вытекающих из симметрии кристалла, и 3) экспериментальных данных об электронных процессах в твердых телах. Вследствие тесной связи динамики электрона с дисперсионным ур-нием $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ обширные сведения о структуре зон удается получить из данных по *диамагнитному (циклотронному) резонансу, де Хааза—ван Альфена эффекту*, инфракрасному поглощению, *гальваномагнитным явлениям* в твердых телах и др.

При построении З. т. исходят из предположений, что 1) твердое тело представляет собой идеально-периодич. кристалл; 2) равновесные положения узлов решетки фиксированы, а движение атомных остатков сводится к малым адиабатич. колебаниям, к-рые могут быть представлены в виде фононов; 3) многоэлектронная задача может быть заменена одноэлектронной. По-видимому, зонная структура энергетич. спектра может быть получена при гораздо более общих и менее жестких допущениях. Только второе условие существенно ограничивает область применения З. т. Нарушения периодичности в виде примесных центров и дефектов кристаллич. решетки не изменяют зонного характера энергетич. спектра электронов, а только добавляют к нему локальные уровни в запрещенных зонах. Туннельный механизм образования зон позволяет думать, что для возникновения зонных эффектов нет необходимости в периодич. структуре, т. е. в дальнем порядке, а достаточно ближнего порядка в расположении соседних атомов, осуществляющегося не только в кристаллах, но и в аморфных твердых и жидких телах (напр., в жидких металлах).

Сведение проблемы многих тел к одночастичной задаче может быть осуществлено путем введения *квазичастиц*. Существенную роль при обосновании З. т. на базе квантовой механики многих тел сыграло применение к кристаллам методов *квантовой теории поля* (см. также *Грина функции*). При достаточно низких уровнях возбуждения энергия твердого тела представляет собой сумму элементарных возбуждений, каждое из к-рых может быть представлено как квазичастица с определенной энергией ε и определенным квазиимпульсом $\boldsymbol{k}$. Роль электронов и дырок проводимости играют элементарные возбуждения ферми евского типа (*фермионы*), присутствующие в энергетич. спектре твердого тела наряду с элементарными возбуждениями бозевского типа (*бозонами*). Принципиальная структура З. т. и ее основные следствия сохраняются до тех пор, пока закон дисперсии $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ отдельной квазичастицы не зависит от общего числа квазичастиц, т. е. пока взаимодействие между квазичастицами можно трактовать как столкновения. Учет изменения закона дисперсии отдельной квазичастицы в зависимости от числа возбуждений проведен в теории Ферми жидкости Л. Д. Ландау.

Лит.: 1) Бете Г. и Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.—М., 1938; 2) Вильсон А., Квантовая теория металлов, пер. с англ., М.—Л., 1941; 3) Зейтц Ф., Физика металлов, пер. с англ., М.—Л., 1947; 4) его же, Современная теория твердого тела, пер. с англ., М.—Л., 1949; 5) Френкель Я. И., Введение в теорию металлов, 3 изд., М.—Л., 1958; 6) Адирович Э. И., Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов, М.—Л., 1951; 7) Пекар С. И., Исследования по электронной теории кристаллов, М.—Л., 1951; 8) Вонсовский С. В., Вопросы современной квантовой теории электронных проводников, «УФН», 1952, т. 48, вып. 3, с. 289; 9) Гомбаш П., Проблема многих частиц в квантовой механике, пер. с нем., М., 1952; 10) Шокли В., Теория электронных полупроводников, пер. с англ., М., 1953; 11) Herman F., The electronic energy band structure of silicon and germanium, «Proc. IRE», 1955, v. 43, № 12; 12) Reitz J. R., Methods of the one-electron theory of solids, в кн.: Solid state physics, ed. by F. Seitz and D. Turnbull, v. 1, N. Y., 1955, p. 1; 13) Пайерлс Р., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956; 14) Бонч-Бруевич В. Л., К вопросу о многоэлектронном обосновании теории полупроводников. «Уч. зап. Львовского ун-та», 1955, т. 33, Физ. сборник, вып. 1 (6); 15) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1957; 16) Callaway J., Electron energy bands in solids, в кн.: Solid state physics, ed. by F. Seitz and D. Turnbull, v. 7, N. Y., 1958, p. 100; 17) Лифшиц И. М., Каганов М. И., Некоторые вопросы электронной теории металлов, «УФН», 1959, т. 69, вып. 3, с. 419; 18) Губанов А. И., К теории аморфных проводников, «Физика твердого тела», 1960, т. 2, вып. 4; 19) Лэкс Б., Экспериментальное исследование структуры электронных зон в твердых телах, «УФН», 1960, т. 70, вып. 1, с. 111; 20) Ландау Л. Д., «ЖЭТФ», 1956, т. 30, вып. 6, с. 1058; 1957, т. 32, вып. 1, с. 59; 1958, т. 35, вып. 1, с. 97; 21) Бонч-Бруевич В. Л., «ЖЭТФ», 1956, т. 30, вып. 2, с. 342; 1956, т. 31, вып. 3 (9), с. 522; 22) Jones H., The theory of Brillouin zones and electronic states in crystals, Amst., 1960; 23) Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В., Метод функций Грина в статистической механике, М., 1961.

Э. И. Адирович.

ЗОНЫ ФРЕНЕЛЯ — участки, на к-рые разбивается волновая поверхность при рассмотрении дифракционных задач по *Гюйгенса — Френеля принципу*. З. Ф. выбираются так, чтобы расстояние каждой след. зоны от точки наблюдения было на половину длины волны больше, чем расстояние предыдущей зоны от той же точки. Следовательно, фазы вторичных волн, посылаемых соответствующими точками каждых двух соседних зон, противоположны. В случае дифракции на круглых отверстиях или экранах рассматриваются кольцевые З. Ф. Радиус m-й зоны дается следующим приближенным выражением (при $m\lambda \ll r_0$):

$$\rho_m = \sqrt{\frac{mRr_0}{R+r_0}\lambda},$$

где R — расстояние от источника до рассматриваемого отверстия, а r_0 — расстояние от отверстия до точки наблюдения, λ — длина волны.

Векторная диаграмма, качественно указывающая фазы и амплитуды суммы вторичных волн в точке наблюдения, находящейся на оси, показана для этого случая на рисунке. Действие всей волны (без экранов) выражается вектором *1*. Величина вектора *2* дает амплитуду в том случае, если отверстие пропускает половину первой зоны, вектор *3* — полторы З. Ф. и т. д.

В случае дифракции на прямолинейных структурах (прямолинейный край экрана, щель) разбиение поверхности волны на З. Ф. производится плоскостями,

проходящими через источник света параллельно краю экрана. Расстояние внешнего края экрана m-й зоны от линии, соединяющей источник и точку наблюдения, приближенно равно $\sqrt{mz\lambda}$, где z — расстояние от экрана до точки наблюдения. Векторная диаграмма для этого случая дается *Корню спиралью*.

Лит. см. при ст. *Гюйгенса — Френеля принцип*.

М. Д. Галанин.

ЗОНЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ — см. *Зонная теория*.

ЗРЕНИЕ — в широком смысле — способность живых организмов получать информацию об окружающей действительности за счет падающего на них света. У высших животных имеются специализированные органы З., и для них понятие З. в узком смысле связывают только с работой этих органов. У более примитивных организмов бывает трудно отделить З. от функции других рецепторов, напр. тепловых. Задача аппарата З., как и других органов чувств, — различение внешних ситуаций для выбора целесообразного поведения. Оптика глаза проектирует изображение объектов на сетчатку, содержащую светочувствительные клетки — рецепторы. Совокупность реакций рецепторов позволяет определять направления, по к-рым падают отдельные пучки света, интенсивность света в каждом пучке, спектральный состав, направление и степень поляризации света и изменение этих характеристик во времени. Существует множество систем З., различных по устройству, алгоритмам работы и возможностям. Членистоногие, напр., хуже, чем люди, определяют направление падающего света (их органы З. имеют меньшую разрешающую силу), но хорошо различают направление плоскости поляризации, к чему человек почти не способен.

Зрение человека. О п т и к а г л а з а. Преломляющая система глаза состоит из роговицы с радиусом кривизны ок. 7,7 *мм* и хрусталика, имеющего показатель преломления в разных частях от 1,38 до 1,41. Пространство между роговицей и хрусталиком и хрусталиком и сетчаткой заполнено водянистой влагой и стекловидным телом с показателем преломления 1,34. Преломляющая сила роговицы ок. 43 *дптр*. Центр хрусталика находится в 5 *мм* от вершины роговицы. Форма хрусталика меняется при *аккомодации глаза* и на сетчатке фокусируются либо дальние, либо близкие объекты. Аккомодационные мышцы, меняющие форму хрусталика, управляют резкостью изображения на сетчатке по принципу обратной связи; однако управление неточно и при рассматривании очень близких предметов глаз обычно недоаккомодирован, а при смотрении вдаль — переаккомодирован на 0,2—0,5 *дптр*. У молодых людей преломляющая сила хрусталика может изменяться от ~19 до ~33 *дптр*, к старости эта способность теряется. Между роговицей и хрусталиком находится радужная оболочка с отверстием (зрачком) переменного диаметра. При больших (дневных) освещенностях диаметр входного зрачка глаза равен 2—3 *мм*, а при низких ($<0{,}01$ *лк*) освещенностях доходит до 6—8 *мм*. Поле З. одного неподвижного глаза ок. 160° по горизонтали и ок. 130° по вертикали. Поля З. обоих глаз в значит. степени перекрываются (см. *Бинокулярное зрение*), с чем связана возможность оценки расстояния до объекта.

Для расчетов масштаба и освещенности изображения на сетчатке достаточна модель — «редуцированный глаз», представляющая собой одну преломляющую поверхность с радиусом кривизны 6,8 *мм*, за к-рой находится стекловидное тело с показателем преломления 1,4; длина модели — 23,4 *мм*; преломляющая сила — 58,8 *дптр*, т. е. заднее узловое расстояние, определяющее масштаб изображения, равно 17 *мм*. Более полно описывает распределение показателей преломления внутри глаза «схематич. глаз Гульстранда». Моделей, описывающих дефекты преломляющей системы глаза, нет.

Изображение на сетчатке реального глаза далеко не совершенно. Наиболее важны дефекты изображения, попадающего на центральную ямку сетчатки (см. *Глаз*) — место, обладающее наибольшей разрешающей силой. Такие дефекты, как близорукость, дальнозоркость, *астигматизм*, существенно портят изображение лишь для нек-рых глаз и могут быть компенсированы сферич. или цилиндрич. линзами очков. Погрешности большинства глаз настолько несимметричны, что понятие «сферич. аберрация» к глазу неприменимо. Обычно она мала и при подходящей аккомодации практически не портит изображения на сетчатке при диаметрах зрачка до 2—3 *мм*. Нередки глаза, практически не имеющие сферич. аберрации при зрачках до 5—6 *мм*. Хроматич. аберрация во всех глазах такая же, как в неисправленной линзе с дисперсией, равной дисперсии воды. Она приводит к тому, что преломляющая сила глаза для $\lambda = 0{,}45$ μ на 1,3 *дптр* больше, чем для $\lambda = 0{,}65$ μ.

Границы видимого спектра можно наметить лишь условно. Например, в длинноволновой части (0,7—0,95 μ) чувствительность падает в 2 раза на каждые 12 *m*μ. К $\lambda = 1$μ она становится сравнимой с чувствительностью кожи к тепловому излучению от того же источника. Падение чувствительности в эту сторону, по-видимому, обусловлено красной границей фотоэффекта приемников света. В сторону коротких волн чувствительность прослежена до 0,3 μ. Здесь граница определяется тем, что коэфф. прозрачности сред глаза, расположенных перед сетчаткой, зависит от λ. Он падает от 0,7 при $\lambda = 0{,}7$ μ до 0,4 при $\lambda = 0{,}45$ μ и 0,1 при $\lambda = 0{,}40$ μ. В пожилом возрасте пропускание коротких волн еще ниже из-за пожелтения хрусталика. При удалении хрусталика чувствительность к ультрафиолету резко возрастает. К свету с λ=0,95 μ и 0,30 μ глаз человека в миллиарды раз менее чувствителен, чем к середине спектра (0,50—0,56 μ). Для рентгеновых лучей глазные среды прозрачны и глаз к ним чувствителен; при темновой адаптации порог ок. 0,5 *мр*.

С е т ч а т к а. Дно глаза изнутри выстлано сетчаткой (рис. 1), содержащей слой светочувствительных клеток — рецепторов, и неск. слоев нервных клеток. Свет, поглощенный в наружных члениках рецепторов, порождает сигнал, передающийся через внутр. членик рецептора к сложной системе биполярных, горизонтальных и амакриновых клеток, от которых возбуждаются ганглиозные клетки. Длинные отростки ганглиозных клеток — аксоны — составляют зрительный нерв, оканчивающийся в подкорковом этаже зрительной системы, откуда сигнал передается в зрительную кору головного мозга.

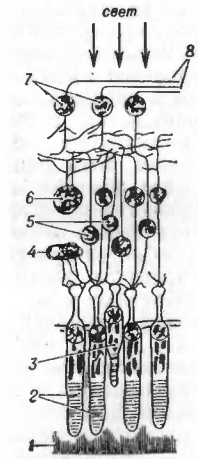


Рис. 1. Схема строения сетчатки позвоночных: *1* — пигментный эпителий; *2* и *3* — рецепторы (*2* — палочки, *3* — колбочка); *4* — горизонтальная клетка; *5* — биполярные клетки; *6* — амакриновая клетка; *7* — ганглиозные клетки; *8* — аксоны ганглиозных клеток — волокна зрительного нерва.

Слой рецепторов содержит клетки 2 видов — п а л о ч к и и к о л б о ч к и, различающиеся формой, содержащимися в них светочувствительными пигментами и функциями. Абс. чувствительности (способность отличать наличие излучения от темноты) палочек и колбочек резко различаются. Чувствительность

палочек сильно зависит от предшествующего освещения; при темновой *адаптации* белую поверхность можно отличить от черной при освещенностях 10^{-6} *лк*. Колбочки не работают при освещенностях менее 10^{-2} *лк*; их чувствительность мало зависит от адаптации. В отличие от палочек, содержащих один приемник, спектральная чувствительность к-рого описывается так называемой сумеречной кривой видности, колбочки содержат 3 типа приемников света с различными кривыми спектральной чувствительности (рис. 2). Благодаря этому при колбочковом — д н е в н о м З. человек способен различать спектральный состав света, т. е. имеет *цветное зрение*. В условиях же сумеречного (чисто палочкового) З. люди цветнослепы. Практически цветное З. начинается с освещенностей ~ 1 *лк*. При освещенностях выше 10^2 — 10^3 *лк* З. является почти чисто колбочковым. В палочках человека и нек-рых животных содержится выцветающее под действием света и восстанавливающееся в темноте вещество — р о д о п с и н (зрительный пурпур), спектральная кривая поглощения которого близка к сумеречной кривой видности. Поэтому естественно связывать действие света на родопсин с палочковым З. Из колбочек сетчатки человека светочувствительных веществ извлечь не удалось, хотя наблюдения на живом глазу через зрачок как будто позволяют обнаружить в центральной части сетчатки выцветающие на свету вещества. Из колбочек цыпленка выделено светочувствительное вещество и о д о п с и н, кривая поглощения к-рого согласуется с данными о спектральной чувствительности колбочек нек-рых животных, но отличается от кривых спектральной чувствительности приемников человека.

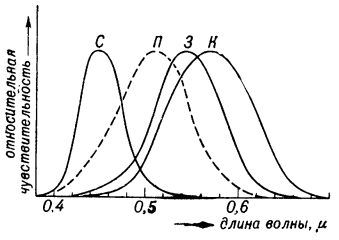


Рис. 2. Кривые спектральной чувствительности приемников сетчатки человека; *П* — палочковый (сумеречный) приемник; *К*, *З* и *С* — красно-, зелено- и синеощущающие приемники колбочек.

Распределение рецепторов по сетчатке неравномерно: в центральной ямке находятся только (или почти только) колбочки, расположенные особенно густо — до $1{,}8 \cdot 10^5$ *мм*$^{-2}$. Сигналы от этих колбочек передаются в зрительные центры наиболее подробно, т. к. на одну колбочку центральной ямки приходится по одной ганглиозной клетке, а на все 10^8 рецепторов сетчатки (из них колбочек ок. 5%) приходится только ок. 10^6 ганглиозных клеток. В соответствии с этим центральная ямка имеет наибольшую разрешающую силу, но только при больших освещенностях (см. ниже). Слой биполярных клеток (биполяров) в центральной части сетчатки содержит в 2—3 раза большее число клеток, чем слой рецепторов. Каждый биполяр соединен с неск. рецепторами. Бо́льшая часть сведений о процессах переработки сигналов в аппарате З. получена методами электрофизиологии, напр. отведением потенциалов от разных слоев сетчатки микроэлектродами, соединенными с усилителями. Возбуждение рецепторов, как оказалось, не сопровождается легко заметными электрич. явлениями. Возбуждение биполяров вызывает изменение разности потенциалов между наружной и внутр. поверхностями сетчатки до неск. *мв* (рис. 3, *а* и *б*). Расположенные между рецепторами и биполярами горизонтальные клетки отвечают длящейся все время действия света разностью потенциалов (рис. 3, *в* и *г*). Ганглиозные клетки передают в мозг залпы импульсов (рис. 3, *д*, *е*, *ж*, *з*). Реакция большинства ганглиозных клеток зависит от освещения не одного, а многих рецепторов, занимающих на сетчатке до 1 *мм*^{2} — т. н. рецептивное поле, диаметр которого различен в разных местах сетчатки и уменьшается с ростом освещенности.

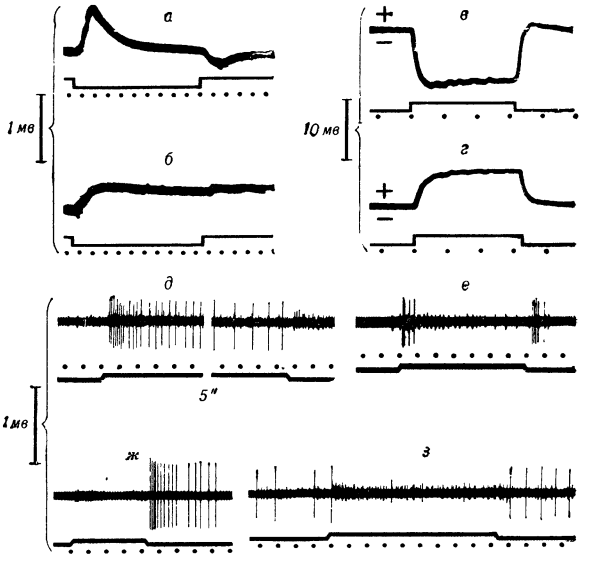


Рис. 3. Электрические реакции различных клеток сетчатки животных; отклонение непрерывной линии под каждой осциллограммой вверх — момент включения света, вниз — момент выключения; отметки времени — через 0,1 *сек*; *а* и *б* — реакции двух типов биполяров лягушки — «быстрые» (тормозимые) и «медленные» (нетормозимые), оба типа реагируют преимущественно на уменьшение освещенности; *в* и *г* — реакции одной и той же горизонтальной клетки карпа на свет различной длины волны — $\lambda = 0{,}51$ μ (*в*) и $\lambda = 0{,}62$ μ (*г*); *д*, *е*, *ж* и *з* — 4 типа ганглиозных клеток кошки — посылающие импульсы все время освещения (*д*), в ответ на увеличение и уменьшение освещенности (*е*), только в ответ на уменьшение освещенности (*ж*), клетка *з* в противоположность *д* не возбуждается, а тормозится светом.

На каждом этапе передачи сигналов от одного слоя нервных клеток к другому происходит их переработка, одним из последних этапов к-рой является осмысливание видимого и узнавание знакомых предметов. Об алгоритмах и механизмах этой переработки известно мало, но интенсивные исследования в этом направлении ведутся во многих странах.

Важными практич. характеристиками З. являются контрастная чувствительность и разрешающая способность. К о н т р а с т н а я ч у в с т в и т е л ь н о с т ь, характеризующая способность З. отличать друг от друга излучения различной интенсивности, — величина, обратная порогу различения, к-рый обычно определяется для 2 смежных одноцветных полей, напр., имеющих одинаковый относительный спектральный состав. Отношение минимально заметного различия яркостей таких полей ΔB к самой яркости B, т. е. $\Delta B/B$ и наз. п о р о г о м к о н т р а с т н о й ч у в с т в и т е л ь н о с т и или р а з н о с т н ы м п о р о г о м. Величина порога зависит от состояния адаптации глаза, длительности наблюдения, угловых размеров сравниваемых полей и т. д. и имеет пологий минимум при средних яркостях (10^{-4}—1 *сб*). В этом интервале яркостей прибл. соблюдается *Вебера — Фехнера закон* и величина порога достигает 1—0,5%; при бо́льших и меньших яркостях порог выше. Возможности различения излучений, имеющих различный спектральный состав («цветовые пороги»), не удается описать к.-л. простым законом (см. *Цветное зрение*).

Р а з р е ш а ю щ а я с п о с о б н о с т ь понимается как способность различать близко располо-

женные мелкие детали порознь, в частности отличать 2 близко расположенных объекта от одного. При дневном З. она максимальна в центре сетчатки (участок ок. 1—2° диаметром), достигая в оптимальных условиях 50—70 линий на 1°, и определяется в этом случае плотностью расположения рецепторов. В неоптимальных условиях (малый контраст объекта, низкая яркость, несоответствие адаптации наблюдателя яркости объекта, большие погрешности оптики глаза и т. д.) сказывается конечность контрастной чувствительности рецепторов. С удалением от центральной ямки сетчатки разрешающая способность быстро падает, составляя $^1/_3$ от максимальной в 5° и $^1/_{10}$ в 20° от центра. Это связано с меньшей резкостью изображения в периферийных участках сетчатки и гл. обр. с тем, что в этих областях рецептивные поля больше: к одному нервному волокну сходятся сигналы от сотен палочек и десятка колбочек.

Рис. 4. Запись движений глаза при свободном рассматривании в течение 2 *мин* портрета девушки. Запись произведена на фотобумаге лучом света, отраженным от зеркальца, прикрепленного на присоске к глазу наблюдателя.

Минимальный размер предмета, который может быть замечен, в некоторых случаях не связан с разрешающей способностью в указанном выше смысле. Так, напр., мы видим звезды диаметром $< 0{,}01''$, хотя и не можем отличать кратные звезды от одиночных, если расстояния между компонентами пары менее 1—3′. В первом случае речь идет об отличении наличия одной звезды от ее отсутствия, во втором — об отличении одной от нескольких. При сумеречном (палочковом) З. разрешающая способность в 15—20 раз ниже, чем при дневном, и максимальна в области 10—20° от центральной ямки.

Временны́е характеристики З. Глаз, как и любая реагирующая система, обладает известной инерцией, поэтому для достаточно коротких интервалов времени излучение переменное во времени неотличимо от неизменного той же средней мощности. В частности, мелькающий свет при достаточно высокой частоте неотличим от постоянного. Критическая частота слияния мельканий заметно зависит от амплитуды колебаний (контраста), абс. яркости и адаптации и обычно не превышает 50 *гц*. При быстрых движениях глаз, вследствие пространственной развертки на сетчатке мелькающего пятна, мелькания могут стать заметными и при частотах выше 1000 *гц*.

Важной характеристикой З. является также пропускная способность, т. е. количество информации, к-рое может быть принято и переработано аппаратом З. в единицу времени. Она исследована еще очень неполно. По нек-рым данным, в благоприятных условиях она близка к 50 двоичным единицам в *сек*. С ограниченной пропускной способностью связано падение разрешающей способности и контрастной чувствительности при уменьшении времени наблюдения и анализа объекта.

Движения глаз. Участок наибольшей разрешающей способности и наилучшего цветоразличения имеет размеры ок. 2°. Малость этого участка компенсируется движениями глаз. При рассматривании объекта детали, привлекающие внимание, поочередно проектируются на центральную ямку сетчатки, обладающую максимальными информационными возможностями. При рассматривании неподвижных объектов глаз то относительно неподвижен, то резким скачком поворачивается на угол до 20° (рис. 4); в среднем происходит 2—5 скачков в *сек*. Кроме того, самая возможность видеть тесно связана с движениями глаз: объекты, изображение к-рых неподвижно относительно сетчатки, через 2—3 *сек* перестают быть видимыми. Вероятно, это связано с упомянутым выше явлением: у многих животных импульсы в зрительном нерве возникают гл. обр. при изменении освещения (рис. 3, *е*, *ж*), но быстро прекращаются, если освещение неизменно.

Н. Д. Нюберг, М. С. Смирнов.

Зрение животных изучено отрывочно и только на примере отдельных представителей. Простейшие органы З. способны лишь отличать свет от темноты. Пузыревидные, снабженные хрусталиком глаза ряда беспозвоночных, глаза позвоночных, а также фасеточные глаза насекомых различают форму и расположение объектов. Острота зрения, по-видимому, наиболее высока у дневных хищных птиц. Лягушки замечают изменения интенсивности освещения на 3—5%, нек-рые насекомые — на 0,5—1%. Предельная частота раздельного восприятия мельканий у быстродвигающихся организмов значительно выше, чем у человека: у птиц она приближается к 100 *гц*, а у быстролетающих насекомых — к 300 *гц*, что позволяет животным, особенно с неподвижными глазами (насекомые), различать во время движения относительно мелкие детали. Абс. чувствительность к свету, как и другие свойства З., находится в явной связи с условиями обитания вида, сказывающимися на организации глаза. Животные, активные при низких освещенностях, имеют более светосильную оптику глаза; их сетчатка содержит, по-видимому, только палочки, более чувствительные к излучениям малой интенсивности. Кроме того, под зрительными клетками у них находится отражающая подкладка (тапетум), увеличивающая освещенность этих клеток. Сетчатка дневных животных часто содержит преимущественно колбочки. Глаза ракообразных, паукообразных и насекомых реагируют на изменение плоскости поляризации света, что позволяет им использовать в качестве ориентира картину поляризации света голубого неба.

В зависимости от степени перекрывания полей З. обоих глаз животные могут иметь *бинокулярное зрение*. При расположении глаз по бокам головы (заяц, нек-рые птицы, рыбы, насекомые) область бинокулярного З. мала или вовсе отсутствует, но зато велик общий угол обзора. Фронтальное расположение глаз увеличивает область бинокулярного З. за счет сокращения общего угла обзора. Наличие или отсутствие бинокулярного З., несомненно, связано с тем, что важнее для животного: круговой обзор или точность в определении расстояния до объектов (для хищников). У нек-рых птиц с частичным перекрыванием полей З. обоих глаз сетчатка имеет 2 участка с более плотным расположением зрительных клеток. Один участок соответствует бинокулярному З. обоими глазами, второй — монокулярному З. в пределах большего угла.

Сложные глаза стрекозы имеют круговой обзор (телесный угол ок. 4 π). Стрекоза — хищник, питающийся на лету. Насекомое, находящееся выше стрекозы, проектируется на светлое небо и видно, независимо от его окраски, как темное пятно, без деталей, а летящее ниже стрекозы может быть замечено за счет отличия окраски насекомого от фона, имеющего примерно ту же яркость, что и само насекомое. В соответствии с этим участки глаз стрекозы, смотрящие вверх, обладают лишь одним приемником с максимумом чувствительности в синей области (цвет неба) и, следовательно, цветнослепы Участки глаз, смотрящие вниз, имеют цветное дихроматич. З.

Видимый участок спектра позвоночных прибл. тот же,что у человека, хотя для отдельных групп (птицы, рептилии) он значительно (на десятки $m\mu$) сдвинут в сторону длинных волн. Наиболее широк ($\lambda = 0{,}3$—$0{,}7$ μ) рабочий диапазон спектра у насекомых, глазные среды к-рых прозрачны для ближних ультрафиолетовых лучей. Наличие цветного зрения доказано пока только у отдельных видов насекомых, костистых рыб, амфибий, рептилий, птиц и млекопитающих. По данным колориметрич. экспериментов, напр. лягушка, комнатная муха имеют по 2 приемника с различными кривыми спектральной чувствительности, один из к-рых работает только при дневных освещенностях, а другой — и при низких. Пчелиные, как и человек, трихроматы, но третий приемник их чувствителен только к ультрафиолетовым лучам. *Г. А. Мазохин-Поршняков.*

Лит.: 1) Кравков С. В., Глаз и его работа, М.—Л., 1950; 2) Хартридж Г., Современные успехи физиологии зрения, пер. с англ., М., 1952; 3) Helmholz H., Handbuch der physiologischen Optik, Bd 1—3, 3 Aufl., Lpz., 1909—11; 4) Гранит Р., Электрофизиологическое исследование рецепции, пер. с англ., М., 1957; 5) его же, Sensory mechanismus of the retina, L.—N. Y., 1947; 6) Polyak S. M. D., The vertebrate visnal system, [Chicago, 1957]; 7) Supplement to the journal of general physiology, 1960, v. 43, № 6, pt 2, second suppl. (Mechanismus of vision. Symposium held at the Inst. Venezolano de investig. cientificas. Caracas—Venezuela, july 31 — august 3, 1959); 8) Buddenbrock W. von, Vergleichende Physiologie, Bd 1, Basel, 1952; 9) Walls G. L., The vertebrate eye and its adaptive radiation, [Michigan], 1942; 10) Статьи в журналах «Биофизика» и «Journal of the Optical Society of America».

ЗРИТЕЛЬНАЯ ТРУБА — прибор для визуального наблюдения удаленных предметов. З. т. является наиболее распространенной оптич. системой, входящей как составная часть в самые различные оптич. приборы — телескопы, бинокли, прицелы, дальномеры перископы и пр. Простейшая З. т. состоит из

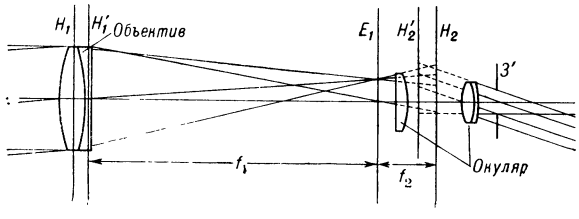


Рис. 1. Схема хода лучей в астрономической трубе: H_1 — первая главная плоскость объектива; H_1' — вторая главная плоскость объектива; H_2 — первая главная плоскость окуляра; H_2' — вторая главная плоскость окуляра; E_1 — плоскость промежуточного изображения; $3'$ — плоскость выходного зрачка; f_1 — фокусное расстояние объектива; f_2 — фокусное расстояние окуляра.

объектива, дающего действительное изображение предмета, к-рое, в зависимости от расстояния до предмета, находится в фокальной плоскости объектива или дальше, и окуляра, передняя фокальная плоскость к-рого совмещена с изображением предмета (рис. 1). Если предмет бесконечно удален, то его изображение находится в фокальной плоскости объектива и З. т. представляет собой *телескопическую систему*. Характеристики З. т. относят именно к этому случаю. Увеличение γ З. т., определяемое как отношение угловых размеров изображения предмета и самого предмета, равно в простейшей З т. $\gamma = f_1/f_2$, где f_1 и f_2 — фокусные расстояния объектива и окуляра. Поскольку З. т. обычно применяются для увеличения угловых размеров, то почти у всех из них $\gamma > 1$. Оптич. система З. т., показанная на рис. 1, дает перевернутое изображение. Такие З. т. наз. астрономическими, или кеплеровскими, и применяются в телескопах, спектроскопах, в геодезич. приборах и т. п. В большинстве случаев при наземных наблюдениях удобно, чтобы З. т. давала прямое изображение. Поэтому в биноклях, прицелах, перископах, дальномерах и др. в З. т. вводится спец. оборачивающая система, состоящая из линз или призм (напр., в призменных бинокляx), и через окуляр рассматривается уже прямое изображение. Увеличение З. т. с оборачивающей системой равно $\gamma = \beta f_1/f_2$, где β — увеличение оборачивающей системы. Прямое изображение можно также получить, если в качестве окуляра пользоваться отрицательной линзой. Такие З. т., наз. трубами Галилея (рис. 2), употребляются редко, гл. обр. в театральных *биноклях*. Разрешающая способность З. т. определяется дифракцией (см. *Разрешающая способность оптических приборов*) на ее апертурной диафрагме. Минимальное угловое расстояние ψ между 2 точечными предметами равных яркостей, к-рые в соответствии с критериями Релея считаются разрешенными, определяется ф-лой $\psi = 1{,}22\,\lambda/d_p$ (где d_p — диаметр *входного зрачка*) или $\psi = 140''$, если $\lambda = 0{,}555$ $m\mu$ и d_p выражен в *мм*. Для полного использования разрешающей способности З. т. необходимо, чтобы диаметр ее *выходного зрачка*, равный d_p/γ, был меньше диаметра зрачка глаза $d_{гл}$, следовательно, увеличение З. т. должно удовлетворить условию $\gamma > d_p/d_{гл}$. Увеличение $\gamma = d_p/d_{гл}$ наз. полезным. При $\gamma < d_p/d_{гл}$ разрешающая сила определяется свойствами глаза наблюдателя.

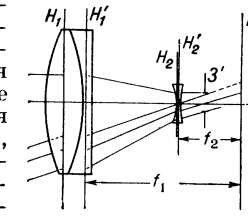


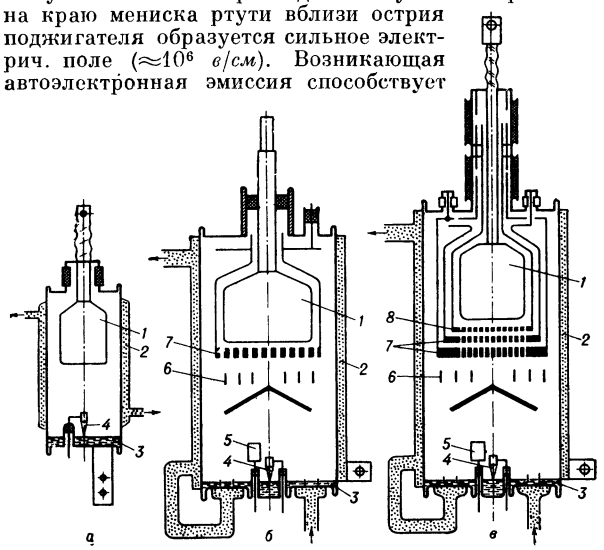
Рис. 2. Схема хода лучей в зрительной трубе Галилея; E — фокальная плоскость объектива; другие обозначения — те же, что и на рис. 1.

Объективы З. т., к-рые должны быть исправлены в отношении сферич. аберрации, комы и хроматизма положения (см. *Аберрации оптических систем*), — двухлинзовые и реже — многолинзовые: *ахроматы* и *апохроматы*. В небольших З. т. достаточно применение двухлинзовых ахроматов. Объективы астрономич. З. т. с большими диаметрами и фокусными расстояниями часто делаются зеркальными и зеркально-линзовыми (см. *Зеркальные и зеркально-линзовые приборы*). Окуляры З. т. имеют, как правило, большое поле зрения и поэтому должны быть исправлены в отношении астигматизма, кривизны поля, комы и хроматизма увеличения. Совр. окуляры содержат от 2 до 6 и более линз; в нек-рых из них, с углом поля зрения, достигающим 90°, применяются линзы с параболоидальной поверхностью.

Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 1—2, 2 изд., М.—Л., 1948; 2) Оптика в военном деле. Сб. статей, под ред. акад. С. И. Вавилова и М. В. Савостьяновой, т. 2, 3 изд., М.—Л., 1948. *С. Г. Раутиан.*

И

ИГНИТРОН — ртутный вентиль (см. *Ртутный выпрямитель*), у к-рого катодное пятно образуется (зажигается) перед каждым рабочим циклом (отпирание И.). Для зажигания катодного пятна на спец. электрод-поджигатель (игнайтер) подается электрич. импульс положит. полярности по отношению к катоду. Зажигание пятна происходит при напряжении 150—350 *в* и токе 6—12 *а*. Поджигатель изготовляется из спеченного порошка полупроводникового материала (в основном карбида бора — B_4C) в форме конуса, погруженного вершиной в ртуть катода на 5—9 *мм* (см. рис.). В месте погружения образуется выпуклый мениск. При подаче импульса напряжения на краю мениска ртути вблизи острия поджигателя образуется сильное электрич. поле ($\approx 10^6$ *в/см*). Возникающая автоэлектронная эмиссия способствует



Схематический разрез игнитронов: *а* — 200 *а*, 1 *кв*; *б* — 500*а*, 2,5 *кв*; *в* — 100 *а*, 15 *кв*. *1* — главный анод, *2* — вакуумный корпус с охлаждающей рубашкой, *3* — ртутный катод, *4* — полупроводниковый поджигатель, *5* — подхватывающий анод, *6* — деионизационный фильтр, *7* — управляющие сетки, *8* — делящая сетка.

формированию катодного пятна. Под действием дугового разряда, образующегося между катодом и острием поджигателя, катодное пятно перемещается на рабочую поверхность ртути катода. Далее развивается разряд на подхватывающий анод, управляющие сетки и главный анод.

Для питания поджигателя существуют спец. устройства зажигания (для надежности обычно предусматривается двойной запас по мощности импульсов). Длительность импульсов зажигания 10^{-4}—10^{-3} *сек*. В промышленных установках применяются след. схемы зажигания: зависимая (питание поджигателя от анодной цепи и через *тиратрон*); электромагнитная (разряд периодически заряжаемой емкости на поджигатель через нелинейную индуктивность) и тиратронно-конденсаторная (разряд емкости на поджигатель через тиратрон). Возможно также получение зажигающих импульсов посредством устройств с электронными лампами или управляемыми полупроводниковыми вентилями. Разброс во времени моментов зажигания в электромагнитной схеме составляет 10^{-4} *сек* в тиратронно-конденсаторной и спец. схемах 10^{-6} *сек*.

Параметры различных типов И. характеризуются допустимыми величинами среднего анодного тока (в пределах 30—1000 *а*) и максимумом запираемого напряжения (1—80 *кв*). В обычных И., не имеющих изоляции катода от корпуса, должна быть ограничена длительность протекания рабочего тока. Через $2 \cdot 10^{-2}$ *сек* после возбуждения катодного пятна возможен переход пятна на корпус и разрушение И. из-за ухудшения вакуума и потери вентильных свойств. Верхний предел рабочей частоты, равный приблизительно 2 *кгц*, обусловлен нагревом поджигателя.

И. применяются для управления переменным током, выпрямления переменного тока, *инвертирования*, управления моментом возникновения мощных электрич. импульсов (до 10^4 *а*). Широко применяется последовательное и параллельное включение И. для увеличения мощности и повышения надежности работы. Достоинствами И. являются простота конструкции самого вентиля и вспомогат. устройств, а также малые потери энергии (особенно при большой скважности импульсов). И. способен работать в схемах с большой крутизной спадания главного тока, при к-рой в *экситронах* возможны погасания возбуждения и вызываемые ими пропуски зажигания главного анода. Недостатки И.: требуется значит. мощность импульсов поджига, ограничено время протекания анодного тока; имеется вероятность $(5 \cdot 10^{-6})$ пропуска зажигания катодного пятна поджигателем; полностью исключение пропусков зажигания достигается усложнением схемы (дублирование вентилей или применение схем зажигания, работающих на два поджигателя).

Лит.: 1) Каганов И. Л., Электронные и ионные преобразователи, ч. 2, М.—Л., 1955; 2) «Вестник электропромышленности», 1960, № 1; 1958, № 3 и № 8; 3) «Электричество», 1959, № 4; 4) Преобразовательная техника, М., 1960.

А. А. Сакович

ИДЕАЛЬНАЯ ЖИДКОСТЬ — схематизированное представление реальной несжимаемой жидкости, не обладающей вязкостью. Понятием И. ж. широко пользуются в гидромеханике и аэродинамике малых скоростей. Получаемые решения удовлетворительно согласуются с экспериментом при больших числах *Re* для случаев, когда течение не сопровождается образованием отрывов от поверхности обтекаемого тела и вихревых зон.

ИДЕАЛЬНО-ПЛАСТИЧЕСКОЕ ТЕЛО — абстрактная (математическая) модель пластического

тела, в к-рой не учитывается *упрочнение* материала в процессе деформирования. Образец AB (см. рис.), к-рый можно рассматривать как И.-п. т., начинает пластически течь без дальнейшего увеличения нагрузки P, когда растягивающее напряжение достигает нек-рого значения σ_s. Для случая сложного напряженного состояния тела переход в пластич. область в к.-л. его точке наступает тогда, когда напряжения удовлетворяют условиям пластичности (см. *Пластичности условия*).

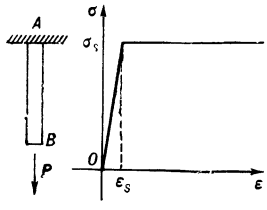


Диаграмма напряжение — деформация образца из идеально - пластического материала.

Понятие И.-п. т. применяется в расчетах технологич. процессов ковки, волочения, штамповки, прокатки металлов, не обладающих значит. упрочнением. Широкое использование понятие И.-п. т. получило в теории предельного равновесия, определяющей предельные значения нагрузок для исследуемой конструкции (см. *Предельного равновесия теория*).

Лит.: 1) Прагер В. и Ходж Ф. Г., Теория идеально пластических тел, пер. с англ., М., 1956; 2) Качанов Л. М., Основы теории пластичности, М., 1956. *Д. Д. Ивлев.*

ИДЕАЛЬНЫЕ РАСТВОРЫ — растворы, образование к-рых из компонентов происходит без теплового эффекта и без изменения объема; взаимодействие между разнородными молекулами в И. р. ничем не отличается от взаимодействия между однородными молекулами.

В И. р. общее и парциальное давления компонентов — линейные функции их состава; *летучесть* компонентов подчиняется *Рауля закону* во всей области концентраций; *Генри закон* тождествен закону Рауля и коэффициент Генри равен летучести соответствующего чистого компонента при давлении, равном общему давлению пара над раствором.

И. р. образуются из веществ, сходных по химич. и физич. свойствам. Напр., И. р. являются смеси оптически активных изомеров; смеси веществ, различающихся только изотопным составом. С большой степенью приближения можно считать И. р. такие смеси, как бензол — толуол, *н*-гексан — *н*-гептан, метиловый спирт — этиловый спирт и др.

Н. Е. Хазанова.

ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ — газ, взаимодействие между молекулами к-рого настолько слабо, что им можно пренебречь. Это приближение допустимо, если газ настолько разрежен, что силы взаимодействия между молекулами пренебрежимо малы. Реальный газ можно рассматривать как идеальный, если средняя потенциальная энергия взаимодействия молекул много меньше средней кинетич. энергии молекул. Обмен энергией между молекулами И. г. происходит только при соударениях молекул. Суммарная внутренняя энергия И. г. представляет собой сумму отдельных энергий молекул. Распределение молекул классич. И. г. по различным энергетич. состояниям определяется *Больцмана статистикой*. Состояние классич. И. г. описывается *Клапейрона уравнением*. В широком классе практически интересных случаев реальные газы с хорошей степенью точности описываются с помощью приближения И. г. *В. П. Смилга.*

ИДЕАЛЬНЫЙ КРИСТАЛЛ. 1) Кристалл совершенной формы, в к-рой физически равноценные грани одинаково развиты. Кристаллы, близкие к И. к., вырастают в подвешенном состоянии в хорошо перемешиваемом переохлажденном растворе. 2) Кристалл совершенной структуры, полностью удовлетворяющий требованиям пространственной симметрии: лишенный всех дефектов строения — дислокаций, вакантных мест и др. И. к. — абстрактное представление о пределе совершенного строения реального *кристалла*.

ИДЕНТИЧНОСТИ ПЕРИОД — расстояние между идентичными рассеивающими центрами (атомами) в кристаллич. решетке вдоль направления, параллельного кристаллографич. оси. Зная 3 периода идентичности вдоль трех различных кристаллографич. направлений, можно определить форму и размеры кристаллич. ячейки.

ИЗБИРАТЕЛЬНОСТЬ РАДИОПРИЕМА — способность радиоприемного устройства выделять сигналы выбранной радиопередающей станции из совокупности всех др. сигналов. Наличие мешающего действия радиоприему может быть обусловлено др. передающими станциями и различного рода помехами как естественными, так и искусственными. Нормальная работа радиоприемника обеспечивается только в том случае, когда мешающее действие помех должным образом ослаблено. Для получения высокой И. р. применяют различные методы: пространственный, вероятностный, временно́й, амплитудный и частотный.

Пространственная И. р. основана на способности направленных *антенн* разделять сигналы, приходящие с различных направлений. Легче всего пространственная избирательность может быть получена на СВЧ, где при сравнительно небольших размерах антенн достигается высокая степень направленности (см. *Направленное действие антенны*). На более низких радиочастотах высокая направленность может быть получена только при сложных и громоздких антеннах. Наличие у антенн боковых лепестков диаграммы направленности резко снижает пространственную избирательность.

Вероятностная И. р. основывается на многократном повторении передаваемого сообщения, напр. в случае радиотелеграфной передачи — на повторении знаков передаваемого текста телеграммы. Ввиду того что вероятность повторяющихся искажений одних и тех же знаков текста значительно меньше вероятности искажения одиночного знака, можно построить систему, обеспечивающую неискаженную работу при высоком уровне помех. Недостаток подобного способа заключается в снижении скорости передачи.

Временна́я И. р. широко применяется в импульсных системах, в частности в импульсных радиолокационных приемниках. В этом случае приемник запирается на бо́льшую часть того времени, в течение к-рого на него не воздействует сигнал принимаемой станции, и отпирается на время действия сигнала. Этим исключается действие помех в течение времени, соответствующего интервалу между сигналами.

Амплитудная И. р., применяемая для отделения друг от друга сигналов, отличающихся по амплитуде, и уменьшения действия помех, осуществляется с помощью амплитудных ограничителей и пороговых устройств (см. *Амплитудный дискриминатор импульсов*). Амплитудная И. р. применяется, напр., в радиотелеграфных приемниках («ограничение по минимуму»), а также в телевизионных системах, причем в последнем случае с помощью амплитудного ограничителя отделяются импульсы синхронизации от сигналов изображения (*видеоимпульсов*). Принцип амплитудной И. р. применяется также для срезания помех, уровень к-рых превышает определенную величину. Особенно широкое применение это находит при приеме сигналов с *частотной модуляцией*.

Частотная И. р. основана на наличии в радиоприемном устройстве резонансных систем, напр. резонансных контуров. Величина напряжений, развиваемых на зажимах контура в результате действия приходящих сигналов, будет зависеть от добротности контура

$Q = \omega L/R$ (L — индуктивность, R — активное сопротивление) и от соотношения между несущими частотами станций и резонансной частотой контура. Разделение сигналов будет тем лучше, чем острее резонансная кривая, т. е. чем выше добротность контура.

Пропуская сигналы через ряд последовательно включенных контуров, можно получить высокую степень частотной И. р., однако при этом повышение частотной И. р. снижает допустимую скорость передачи. При заданной абсолютной разности между частотами принимаемых станций $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ И. р. будет возрастать с понижением рабочей частоты, т. е. с увеличением отношения $\Delta\omega/\omega$. Поэтому, для получения высокой И. р. обычно применяют методы понижения принимаемой несущей частоты сигнала, осуществляя преобразование частоты с помощью супергетеродинного приемника (см. *Супергетеродин*).

Лит.: Чистяков Н. И., Сидоров В. М., Мельников В. С., Радиоприемные устройства, 2 изд., М., 1959, гл. 1—3 и 9. *А. А. Колосов.*

ИЗБЫТОЧНОСТЬ (сообщений) — понятие *информации теории*. Наличие И. в записи *сообщений* к.-л. источника *информации* проявляется в возможности записать эти сообщения в среднем более кратко, используя те же самые знаки (т. е. заменяя код на другой с тем же алфавитом, см. *Код*, *Кодирование*). Напр., если рассматриваемые сообщения представляют собой последовательности знаков 0 и 1, в к-рых единица встречается в среднем один раз на десять знаков, то, применяя кодирование по правилу

$$00 \to 0, \quad 01 \to 10, \quad 10 \to 110, \quad 11 \to 111,$$

можно сократить запись почти вдвое. Максимальная доля «лишних» знаков определяется по статистич. свойствам рассматриваемого источника сообщений и также называется его И. В этом понимании И. R определяется по формуле $R = 1 - H/\log_2 m$, где m — число букв алфавита, а H — *энтропия* источника на букву сообщения. Можно подсчитать, что в приведенном примере И. равна 0,53. Минимальной И. $R = 0$ обладает только последовательность, в к-рой знаки независимы и с вероятностью $1/m$ могут быть равны любой из m букв алфавита.

Практически важен вопрос об оценке И. конкретных видов сообщений (таких как письменная и устная речь, фототелеграммы, телевизионные изображения). Величина И. в них оказывается обычно значительной. Так, напр., И. англ. письменной речи не менее 0,6. *Ю. В. Прохоров.*

ИЗВЕСТКОВЫЙ ШПАТ — то же, что *кальцит*.

ИЗГИБ — деформация бруса (стержня), пластинки или оболочки под действием внешних сил или темп-ры, сопровождающаяся изменением кривизны деформируемого объекта. В применении к прямому брусу

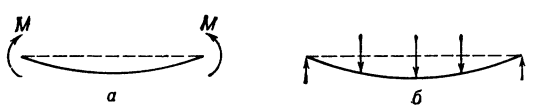


Рис. 1. *а* — чистый изгиб бруса; *б* — поперечный изгиб бруса.

различают несколько видов И.: чистый, поперечный, косой, продольный. Чистый И. получается, если к концам бруса приложить два равных по величине и противоположных по направлению момента M (рис. 1,*а*). Поперечный И. в простейшем случае возникает у опирающегося на опоры или заделанного на одном или обоих концах бруса и вызывается нагрузками, лежащими в одной из главных его плоскостей, т. е. плоскостей, проходящих через ось бруса и главные оси инерции его поперечных сечений (рис. 1,*б*). Поперечный И. — наиболее часто встречающийся вид. Косой И. возникает, если силы, изгибающие брус, лежат в плоскости, проходящей через ось бруса, но не совпадающей ни с одной из его главных плоскостей. О продольном И. см. *Продольный изгиб*.

По характеру действия нагрузок различают И.: статический, динамический, однократный, многократный, пульсирующий и др. В зависимости от температурных условий работы материала различают И. горячий, холодный и т. п.

При изучении И., кроме общих положений, принимают гипотезу плоских сечений, или гипотезу Бернулли, т. е. считают, что поперечные сечения бруса, плоские до И., остаются плоскими и после него. Полагают также, что продольные волокна бруса при И. не нажимают друг на друга и не стремятся оторваться одно от другого. Получаемые при этом расчетные ф-лы применимы, если поперечные размеры бруса малы по сравнению с его длиной и отсутствуют резкие изменения поперечных сечений бруса, а результаты обладают необходимой для практики точностью. Более строгое исследование И. дается в теории упругости.

При чистом И. в сечениях бруса возникает только изгибающий момент и притом постоянной величины, поэтому, если из прямого бруса, работающего в упругой области на чистый И. (рис. 2, *а*), выделить двумя поперечными сечениями элемент

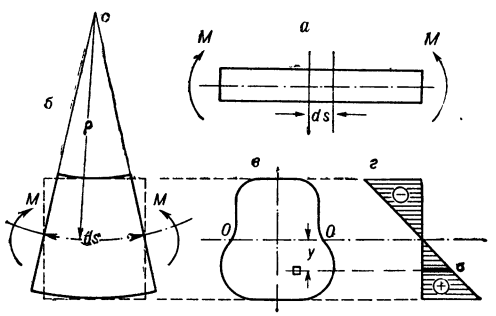


Рис. 2. *а* — брус, работающий в условиях чистого изгиба; *б* — элемент бруса ds после деформации; *в* — сечение бруса; *г* — эпюра σ.

длиной ds, то действие отброшенных частей бруса на элемент ds можно заменить равными моментами M. При И. поперечные сечения, расположенные по концам элемента ds, наклоняются одно к другому, оставаясь плоскими (рис. 2,*б*), а продольные волокна, расположенные на выпуклой стороне элемента, удлиняются, на вогнутой — укорачиваются; промежуточный слой, волокна к-рого не изменяют своей длины, наз. нейтральным. Линия пересечения нейтрального слоя с плоскостью любого поперечного сечения наз. нейтральной линией. При И. прямого бруса нейтральная линия проходит через центр тяжести поперечного сечения и наз. нейтральной осью (линия 0—0 на рис. 2, *в*). В сечении по одну сторону от нейтрального слоя возникают растягивающие, а по другую — сжимающие нормальные напряжения σ, возрастающие по мере удаления от нейтрального слоя по линейному закону (рис. 2, *г*) $\sigma = My/I$, где y — расстояние от нейтрального слоя, а I — момент инерции поперечного сечения относительно нейтральной оси. Для материалов, одинаково хорошо работающих на растяжение и сжатие, применяют сечения балок, симметричные относительно нейтральной оси; в этом случае наибольшие нормальные напряжения в крайних волокнах определяются по ф-ле: $\sigma = \pm M/W$, где $W = 2I/h$ ($h/2$ — половина высоты сечения).

При поперечном И. в сечениях бруса возникают как изгибающий момент, так и поперечная сила, к-рые в зависимости от вида нагрузок изменяются по длине бруса. Характер их изменения изображается графически, т. н. эпюрами изгибающих моментов и поперечных сил (рис. 3). В сечениях же возникают, кроме нормальных, также касательные напряжения. Нормальные напряжения определяются теми же ф-лами, как и при чистом И. Касательные напряжения τ для заданной точки бруса (рис. 4) получаются равными в площадках, расположенных в плоскости поперечного сечения, и в площадках, параллельных нейтральному слою; по ширине сечения касательные напряжения принимаются одинаковыми и определяются ф-лой Журавского $\tau = QS/Ib$, где Q — поперечная сила в сечении, S — статич. момент относительно нейтральной оси той части сечения, к-рая лежит выше (или ниже) рассматриваемой точки, b — ширина сечения на уровне этой точки. Наибольшие касательные напряжения имеют место у нейтральной оси бруса (рис. 4,*в*).

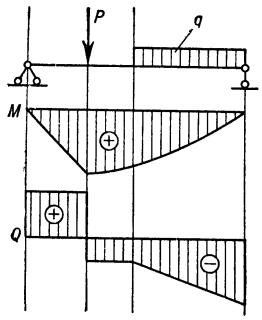


Рис. 3. Эпюры M и Q для балки, нагруженной на левой части одним сосредоточенным грузом — P, а на правой — сплошной равномерно распределенной нагрузкой интенсивности q.

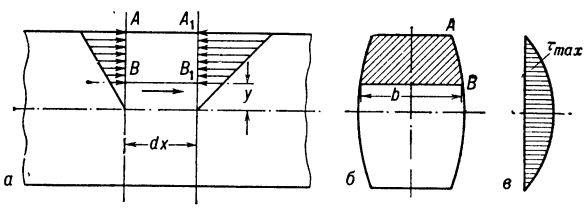


Рис. 4. Касательные напряжения при поперечном изгибе бруса: *а* — элемент ABB_1A_1, вырезаемый из бруса при исследовании касательных напряжений, *б* — сечение бруса и *в* — эпюра касательных напряжений

При И. прямая до деформации ось бруса искривляется. Кривизна изогнутой оси для данного сечения определяется выражением $1/\rho = M/EI$, где ρ — радиус кривизны изогнутой оси в сечении, E — модуль продольной упругости материала. Ордината v изогнутой оси наз. прогибом в данной точке. При небольших И. первоначально прямых брусьев зависимость между прогибом и изгибающим моментом выражается ур-нием

$$\frac{d^2v}{dx^2} = \frac{M}{EI},$$

интегрированием к-рого находят выражение для изогнутой оси бруса $v = f(x)$.

Косой И. сводится к сочетанию двух плоских И., к-рые получаются разложением внешних сил (или изгибающих моментов) на составляющие по главным осям инерции сечения. Нормальные напряжения обоих плоских И. складываются алгебраически и для произвольной точки сечения выражаются ф-лой

$$\sigma = \frac{M_x}{I_x}y + \frac{M_y}{I_y}x,$$

где M_x, M_y — изгибающие моменты в сечении относительно главных осей x и y; I_x, I_y — моменты инерции сечения относительно главных осей; x, y — координаты той точки, в к-рой определяется напряжение.

В конструкциях самолетов и в каркасах легких металлич. перекрытий применяют стержни тонкостенных профилей с сечением, состоящим из тонких элементов. И. таких стержней, особенно имеющих сечения незамкнутого профиля, отличается от И. брусьев сплошного сечения. Напр., если консоль с сечением в виде тонкостенного швеллера нагрузить на конце силой, приложенной в центре тяжести сечения (рис. 5,*а*), то И. будет сопровождаться скручиванием всего стержня по часовой стрелке. Чтобы избежать кручения, силу нужно приложить в точке, наз. центром И.; для швеллера центр И. находится вне сечения, за вертикальной его стенкой (точка A на рисунке 5,*б*).

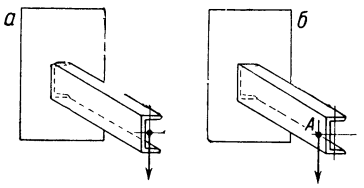


Рис. 5. Изгиб тонкостенного швеллера: *а* — сила приложена в центре тяжести; *б* — сила приложена в центре изгиба (точка A).

В кривых брусьях большой кривизны, у к-рых отношение радиуса кривизны ρ к высоте сечения h меньше 4—6, наличие кривизны резко сказывается на распределении напряжений. При чистом И. такого бруса нейтральный слой смещается относительно геометрической оси к центру кривизны бруса, нормальные напряжения распределяются по высоте сечения по гиперболич. закону (рис. 6,*а*) и резко возрастают по мере приближения к внутреннему краю бруса. Напр., для крюка подъемного приспособления наибольшие напряжения возникают в сечении m — n (рис. 6,*б*) и складываются из двух частей: от растяжения силой P и от И. моментом $M = P\rho$, где P — нагрузка на крюк, ρ — радиус кривизны оси бруса в области сечения m — n. Для произвольной точки сечения нормальные напряжения определяются ф-лой

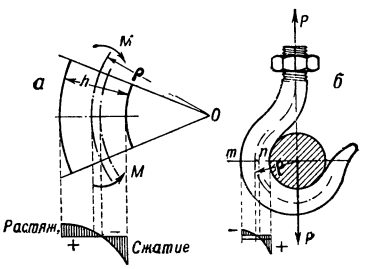


Рис. 6. Распределение напряжений: *а* — при чистом изгибе бруса большой кривизны; *б* — в крюке подъемного приспособления.

$$\sigma = \frac{P}{F} + \frac{M}{S}\frac{y}{r+y},$$

где F — площадь поперечного сечения, S — статич. момент этой площади относительно нейтральной линии, y — расстояние от рассматриваемой точки до нейтральной линии, r — радиус кривизны нейтрального слоя.

И. бруса с учетом пластич. деформаций можно исследовать приближенно, принимая, что материал одинаково хорошо работает на растяжение и сжатие, и беря наиболее простую зависимость между напряжениями и деформациями, напр. в виде ломаной линии, состоящей из наклонного участка при упругой работе и горизонтального — при пластич. деформации (рис. 7,*а*). При постепенном возрастании нагрузки в сечении с наибольшим изгибающим моментом (рис. 7,*б*) сначала возникают упругие деформации, затем в крайних точках сечения появляются пластич. области, к-рые постепенно увеличиваются, приближаясь к нейтральному слою (рис. 7, *в*). Наконец, пластич. деформация полностью охватит обе половины сечения. Такое состояние наз. пластическим шарниром, при этом эпюра напряжений имеет вид двух прямоугольников. Соответствующий такому состоянию изгибающий момент является предельным: по нему определяют предельную нагрузку на брус.

При точном исследовании И. с учетом пластич. деформаций оперируют более сложными методами. При этом изучается весь процесс деформирования бруса, исследуется разгрузка его и повторное нагружение. Исследование значительно осложняется при необходимости учесть влияние на изгиб времени, высоких температур, а также специфич. свойств материала, например в случае брусьев, выполняемых из пластмасс. При расчете на И. брусков — пластин и оболочек из пластич. масс следует учитывать реологические эффекты (см. *Реология*).

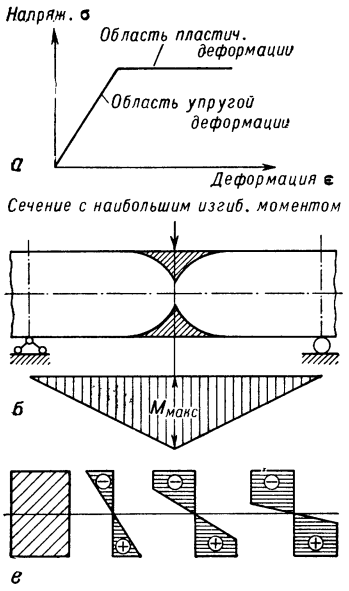
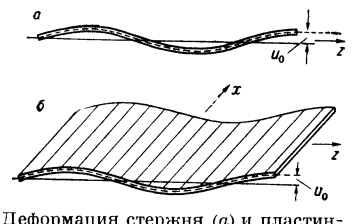


Рис. 7. Упруго-пластический изгиб бруса: *а* — зависимость между напряжением и деформацией; *б* — пластические области в сечении с наибольшим изгибающим моментом; *в* — изменение напряжений в сечении с наибольшим изгибающим моментом.

Лит.: 1) Беляев Н. М., Сопротивление материалов, 10 изд., М., 1955; 2) Тимошенко С. П., Устойчивость упругих систем, пер. с англ., 2 изд., М., 1955; 3) Филоненко-Бородич М. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1959; 4) Корноухов Н. В., Прочность и устойчивость упругих систем, М., 1949; 5) Власов В. З., Тонкостенные упругие стержни, М.—Л., 1940. *С. Н. Никифоров.*

ИЗГИБАЮЩИЙ МОМЕНТ — см. *Момент изгибающий.*

ИЗГИБНЫЕ ВОЛНЫ — изгибные возмущения, распространяющиеся в стержнях и пластинках (см. *Изгиб*). Длина И. в. всегда много больше толщины стержня или пластинки. Если длина волны становится сравнимой с толщиной, то движение в волне усложняется и волну уже не наз. изгибной. Примерами И. в. могут служить волны в камертоне, в деках музыкальных инструментов, в диффузорах громкоговорителей, а также волны, возникающие при вибрациях тонкостенных механич. конструкций (корпуса́ самолетов и автомобилей, перекрытия и стены зданий и т. д.).



Деформация стержня (*а*) и пластинки (*б*) в изгибной волне. — — — положение оси стержня и средней плоскости пластинки до смещения, -------- положение оси стержня и средней плоскости пластинки после смещения, u_0 — амплитуда смещения элементов стержня и пластинки в изгибной волне.

В бесконечных стержнях и пластинках возникают бегущие И. в. В стержне направлением распространения волны является ось стержня; в пластинке плоские И. в. могут распространяться по любому направлению и, кроме того, возможны цилиндрич. И. в. При распространении И. в. каждый элемент стержня или пластинки смещается перпендикулярно оси стержня или плоскости пластинки (см. рис.).

И. в. малых амплитуд в стержне и пластинке описываются, соответственно, следующими ур-ниями:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + ER^2 \frac{\partial^4 u}{\partial z^4} = 0, \quad \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{Eh^2}{12(1-\sigma^2)} \Delta^2 u = 0,$$

где t — время, z — координата вдоль оси стержня, Δ — двухмерный оператор Лапласа, u — смещение элементов стержня или пластинки, ρ — плотность материала, E — модуль Юнга, σ — коэфф. Пуассона, R — радиус инерции поперечного сечения стержня относительно оси, перпендикулярной плоскости изгиба и проходящей через нейтральную поверхность, h — толщина пластинки.

Фазовые скорости $c_{ст}$ и $c_{пл}$ гармонических И. в. частоты ω в стержне и пластинке соответственно равны

$$c_{ст} = \sqrt[4]{ER^2/\rho}\,\sqrt{\omega}; \quad c_{пл} = \sqrt[4]{Eh^2/12\rho(1-\sigma^2)}\,\sqrt{\omega}.$$

Для И. в. характерна дисперсия (см. *Дисперсия звука*): при увеличении частоты фазовая скорость возрастает. Групповая скорость И. в. равна удвоенному значению фазовой скорости.

В стержнях и пластинках, размеры к-рых в направлении распространения И. в. ограничены, в результате отражений от концов возникают стоячие И. в. Если размеры пластинки ограничены в направлении фронта И. в., то в пластинке возможна целая совокупность И. в., отличающихся друг от друга фазовыми скоростями и распределением амплитуды вдоль фронта. Такие И. в. являются одним из видов *нормальных волн* в упругих волноводах.

И. в. возможны не только в плоских, но и в искривленных пластинках (т. н. оболочках). В этом случае возможность существования и характеристики волн определяются геометрией оболочки и граничными условиями на ее краях. Так, напр., в замкнутой сферич. оболочке И. в. невозможны, в то время как в замкнутой цилиндрич. оболочке со свободными концами цилиндра возможны И. в., распространяющиеся как в направлении, перпендикулярном образующей, так и вдоль образующей.

Лит.: 1) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954, ч. 2, гл. 1—3; 2) Стрет Дж. В. (Лорд—Рэлей), Теория звука, пер. с англ., т. 1, 2 изд., М.,-1955, ч. 2, гл. 1—3; 3) Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955,ч.1, гл. 3; 4) Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949; гл. 4, 5; 5) Лэмб Г., Динамическая теория звука, пер. с англ., М.,1960, гл. IV, V; 6) Бабаков И. М., Теория колебаний, М., 1958, ч. 2, гл. 11, 13. *И. А. Викторов.*

ИЗЛУЧЕНИЕ ИНДУЦИРОВАННОЕ — см. *Индуцированное излучение.*

ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ является, во-первых, одним из основных механизмов энергетич. потерь плазмы и потому играет важную роль в балансе энергии плазменных систем (особенно высокотемпературных); во-вторых, интенсивность и спектральный состав И. п. отражают физич. условия в плазме и благодаря этому И. п. является одним из основных средств ее «диагностики».

Механизмы испускания. Плазма с темп-рой (в энергетич. шкале) от нескольких *эв* до десятков *кэв* испускает инфракрасное, видимое, ультрафиолетовое или рентгеновское излучение, принадлежащее по механизму испускания к 3 основным типам: а) линейчатое излучение, обусловленное переходами атомов или ионов между дискретными уровнями энергии («связанно-связанные» переходы); б) рекомбинационное излучение, сопровождающее захват свободного электрона на один из дискретных уровней атома или иона («свободно-связанные» переходы); в) тормозное излучение свободного электрона в поле иона («свободно-свободные» переходы).

В более холодной плазме могут играть роль также тормозное излучение электронов на нейтральных атомах и излучение молекулярных полос. В очень горячей плазме ($T > 50$ *кэв*) начинает проявляться релятивистский эффект — тормозное излучение электронов на электронах. Плазма, находящаяся в магнитном поле, испускает и гораздо более длинные

(в радиодиапазоне) электромагнитные волны на характерных «магнитоплазменных» частотах; важнейшим из этих механизмов излучения является магнитно-тормозное, или бетатронное, излучение электронов (см. *Бетатронное излучение плазмы*).

В чисто водородной плазме при электронной темп-ре $T_e \gtrsim 10$ *эв* благодаря полной ионизации основную роль играет рекомбинационное излучение. При $T_e \gtrsim 30$ *эв* основное значение приобретает тормозное излучение.

Для водородной плазмы, содержащей в качестве примесей атомы с порядковым номером $Z \gg 1$, при не очень высоких темп-рах основную роль играет линейчатое излучение многозарядных ионов, возбуждаемых электронным ударом. При бо́льших T_e начинает преобладать рекомбинационное, а затем тормозное излучение; их мощности (в *эрг · см*$^{-3}$ *сек*$^{-1}$) равны соответственно $6 \cdot 10^{-24} n_i n_e Z_{эф}^4 T_{e,эв}^{-1/2}$ и $1{,}5 \cdot 10^{-25} n_i n_e Z_{эф}^2 T_{e,эв}^{1/2}$, где n_i, n_e (*см*$^{-3}$) — плотности ионов примеси и электронов; $Z_{эф}$ — эффективный заряд ионов, зависящий от T_e и длительности процесса (мощность рекомбинационного и тормозного излучений водорода можно получить, полагая в этих выражениях $Z_{эф} = 1$; $n_i = n_e$). На рис. 1 представлены мощности излучения примеси углерода, отнесенные к одному иону углерода и одному электрону, для трех рассматриваемых механизмов испускания, сумма этих мощностей и суммарная мощность тормозного и рекомбинационного излучения водорода (на один ион и один электрон). Приведенные кривые относятся не к случаю термодинамич. равновесия, описываемого формулами Саха и Больцмана, а к случаю, более адекватному разреженной горячей плазме — стационарному состоянию, в котором глубины ионизации $Z_{эф}$ определяются равновесием процессов ионизации электронным ударом и излучательной рекомбинации. Немонотонность кривых интенсивности связана с большим различием потенциалов ионизации внешней и внутренней («гелиевой») электронных оболочек атома С. Как видно из рис. 1, излучение примесей с $Z \gg 1$ может играть основную роль в лучистой теплоотдаче водородной плазмы уже при их относительном содержании $\sim 10^{-5}$—10^{-4}. Это излучение является одним из существенных препятствий для нагрева плазмы.

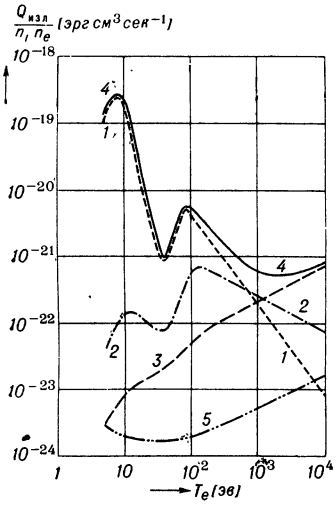


Рис. 1. Кривая *1* — мощность линейчатого излучения углерода. Кривая *2* — мощность рекомбинационного излучения углерода. Кривая *3* — мощность тормозного излучения углерода. Кривая *4* — суммарная мощность излучения углерода. Кривая *5* — сумма мощностей рекомбинационного и тормозного излучения водорода.

При высоких темп-рах (и небольшом содержании примесей) основную роль в лучистой теплоотдаче водородной плазмы играет тормозное излучение на ионах самого водорода (дейтерия, трития). В частности, оно ограничивает снизу область температур, при к-рых возможна самоподдерживающаяся *термоядерная реакция*: должно быть $T > 32$ *кэв* для дейтериевой и $T > 5$ *кэв* для дейтериево-тритиевой плазмы.

Помимо рассмотренного выше излучения, обусловленного «тепловыми» электронами плазмы, в мощном газовом разряде наблюдается тормозное излучение (иногда в жесткой рентгеновской области) электронов, ускоренных в приложенных (или возникающих в плазме) электрич. полях.

«Запирание» излучения в плазме. Полная лучистая теплоотдача реальной плазменной системы конечных размеров определяется интегральной интенсивностью излучения, выходящего из системы наружу, а правильная диагностика плазмы требует знания также и спектрального распределения этой интенсивности. Чтобы судить об интенсивности выходящего излучения, необходимо учесть поглощение излучения внутри самой плазмы, приводящее к явлению т. н. «запирания» И. п. В зависимости от степени запирания излучения как величина этой интенсивности, так и зависимость ее от физич. параметров (температуры, плотности, состава) и размеров плазменной системы резко изменяются.

Поглощение излучения в плазме обусловлено различными механизмами, причем каждому из рассмотренных ранее механизмов испускания отвечает обратный ему механизм поглощения: линейчатому испусканию — «линейчатое» поглощение; рекомбинационному излучению — фотоионизация; тормозному излучению — т. н. тормозное поглощение (поглощение фотона свободным электроном в поле иона). Вероятности каждых двух таких «детально-обратных» процессов пропорциональны друг другу в силу «принципа микроскопической обратимости», или принципа детального равновесия. Макроскопич. следствием этой пропорциональности является взаимная пропорциональность «излучательной способности» и коэффициента поглощения, к-рая в случае теплового равновесия вещества сводится к закону Кирхгофа $\eta_\omega / k_\omega n_\omega^2 = I_{0\omega}$, где η_ω — спонтанная излучательная способность среды для данного механизма испускания, k_ω — эффективный коэффициент поглощения излучения (с учетом индуцированного испускания) для соответствующего детально-обратного процесса, $I_{0\omega}$ — интенсивность равновесного (черного) излучения, описываемая формулой Планка, n_ω — показатель преломления среды; все величины относятся к частоте ω. Под тепловым равновесием вещества подразумевается максвелловское распределение скоростей электронов, больцмановское распределение атомов и ионов (каждой данной кратности ионизации) по уровням энергии и распределение чисел атомов и ионов различных кратностей согласно формуле Саха; равновесие же вещества с излучением (планковское распределение фотонов) для выполнимости закона Кирхгофа не является необходимым.

Для плазмы достаточно большой «оптической толщины» процесс поглощения излучения внутри самой плазмы приводит, в частности, к диффузии излучения. Следует различать 2 основные физич. картины. Одна отвечает условиям внутри звезд или внутри разрядов при достаточно высоком давлении, когда имеет место т. н. локальное термодинамич. равновесие излучения с веществом, т. е. «чернота» излучения в каждом макроскопически малом объеме, а темп-ра существенно изменяется на протяжении размеров системы. Диффузия излучения здесь является механизмом лучистой теплопроводности, и излучение может давать большой вклад в полную теплоемкость системы. Другая картина более адекватна условиям в разреженной плазме, оторванной от стенок разрядной камеры, или во внешних частях звездных атмосфер (напр., в солнечной короне). Здесь излучение в общем случае не нахо-

дится в равновесии с веществом: его роль сводится в основном к уносу энергии из плазмы наружу (лучистая теплоотдача).

Интенсивность излучения частоты ω, выходящего из плоско-параллельного «изотермического» слоя плазмы толщины a нормально к его поверхности, равна

$$I_\omega(a, T) = \left[1 - e^{-k_\omega(T)\,a}\right] I_{0\omega}(T). \qquad (1)$$

Формула (1) справедлива для любого механизма испускания-поглощения при выполнении закона Кирхгофа и при $n_\omega = 1$ (последнее справедливо для подавляющей части спектра частот, играющих роль в тормозном, рекомбинационном и линейчатом излучении). При $k_\omega a \gg 1$ («оптически толстый» слой) $I_\omega \cong I_{0\omega}$, т. е. излучение частоты ω «заперто» в плазме, выходит с поверхности и является «черным», т. е. обладает планковским спектральным распределением интенсивности. При $k_\omega a \ll 1$ («оптически тонкий» слой) $I_\omega \cong k_\omega a I_{0\omega} = \eta_\omega a$, т. е. излучение свободно выходит из всего объема плазмы и обладает распределением интенсивности, характерным для конкретного механизма испускания. Согласно (1), интенсивность выходящего излучения меньше интенсивностей как черного, так и объемного излучений той же частоты. Зависимость I_ω (a) при заданных ω и T качественно представлена на рис. 2.

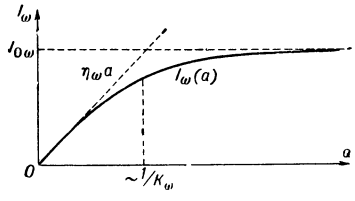


Рис. 2. Зависимость I_ω от a при заданных ω и T.

Для тормозного механизма испускания поглощения интегральная интенсивность излучения, выходящего из изотермич. слоя плазмы, $I = \int_0^\infty I_\omega d\omega$, равна

при $a \gg \bar{l}$: $I = 1{,}2 \cdot 10^5 T^4$ (2)
(закон Стефана—Больцмана)

при $a \ll \bar{l}$: $I = 1{,}5 \cdot 10^{32} Z_{эф}^2 n_i n n_e T^{1/2} a$ (3)
(объемное тормозное излучение),

где $\bar{l}$ — усредненная по частотам длина пробега кванта тормозного излучения

$$\bar{l} \approx 10^{37} \frac{T^{7/2}}{Z_{эф}^2 n_i n_e}. \qquad (4)$$

В (2) — (4) T — электронная темп-ра в *эв*, n_i, n_e — плотность ионов (с зарядом $Z_{эф}$) и электронов в $см^{-3}$; a, $\bar{l}$ — в *см*, I — в *ватт/см²*.

Эти формулы характеризуют полную лучистую теплоотдачу плазмы при $T \gg Z_{эф}^2 \cdot 30$ *эв*, когда мала роль рекомбинационного и линейчатого излучений. Из них видно, что запирание тормозного излучения в системах технически осуществимых размеров может стать заметным лишь в средах большой плотности, с большим $Z_{эф}$ и при невысоких темп-рах (линейчатое же излучение примесей может запираться уже при плотностях $\sim 10^{15}$ $см^{-3}$). Для высокотемпературной разреженной плазмы изотопов водорода, представляющей интерес в проблеме управляемых термоядерных реакций, значения $\bar{l}$ огромны и, следовательно, тормозное излучение свободно выходит из всего объема системы; при этом, согласно (2)—(4), лучистая теплоотдача плазмы (3) на много порядков (в $\bar{l}/a$ раз) меньше теплоотдачи черного тела (2) (в такой плазменной системе слишком мало вещества для осуществления черного тела). Последнее обстоятельство является одним из основных благоприятных условий принципиальной осуществимости управляемого термоядерного реактора — по крайней мере, с точки зрения баланса энергии. Зависимость I (a) при заданных n, T имеет вид, сходный с рис. 2, а зависимость I (T) при заданных n, a представлена на рис. 3. Этот рисунок наглядно иллюстрирует (под несколько иным углом зрения — в зависимости от темп-ры, а не от размеров) разграничение областей поверхностной и объемной лучистой теплоотдачи за счет тормозного излучения [см. (2) — (4)]. С его помощью можно быстро оценить, к-рый из этих двух типов теплоотдачи осуществляется для плазменной системы с заданными плотностью, размерами и темп-рой — в зависимости от того, будет ли, соответственно, $T < T^*$ или $T > T^*$.

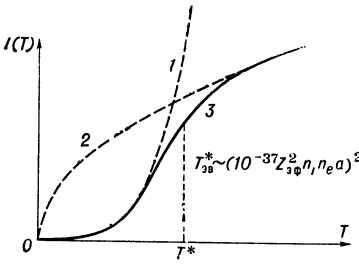


Рис. 3. Зависимость I от T при заданных n и a. Кривая *1* — черное излучение ($I \sim T^4$). Кривая *2* — объемное тормозное излучение ($I \sim T^{1/2}$). Кривая *3* — истинное излучение слоя плазмы.

Излучение и диагностика плазмы. Излучение, испускаемое плазмой, играет роль «невозмущающего зонда», и его анализ открывает многообразные возможности определения параметров плазмы. Так, интенсивность тормозного излучения частоты ω в водороде пропорциональна $n_e^2 T_e^{-1/2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT_e}\right)$ и, следовательно (в силу свойств экспоненциальной функции), относительные измерения ее в области $\hbar\omega > kT_e$ позволяют определить T_e, а абсолютные измерения в области $\hbar\omega \ll kT_e$ позволяют оценить n_e, грубо задавшись значением T_e. Отношение скоростей возбуждения атомов и ионов на различные уровни электронным ударом в основном пропорционально (при максвелловском распределении электронов) $\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_e}\right)$, где ΔE — разность энергий этих уровней. Поэтому измерение интенсивности соответствующих (испускаемых после возбуждения) спектральных линий в сочетании с приближенными данными об эффективных сечениях возбуждения позволяет оценить T_e; если же (случай достаточно плотной плазмы) осуществляется больцмановское распределение атомов и ионов по уровням, не зависящее от сечений, то определение T_e еще более облегчается. В начальной стадии импульсного разряда при низком давлении скорости процессов ионизации и возбуждения (с последующим быстрым высвечиванием) примерно пропорциональны друг другу; поэтому измерение интенсивности испускаемого света позволяет грубо оценить степень ионизации. Много сведений о плазме дает анализ ширины и формы атомных спектральных линий. Так, по доплеровскому уширению можно оценить тепловые (или упорядоченные) скорости излучающих атомов и ионов. Измерение уширения линий вследствие взаимодействия излучающего атома (или иона) с окружающими заряженными частицами позволяет определить: при линейном эффекте Штарка (водород, ион He^+ и т. п.) концентрацию ионов n_i (ширина линии пропорциональна $n_i^{2/3}$); при квадратичном эффекте Штарка (неводородоподобные атомы и ионы) — концентрацию электронов n_e (ширина ∞n_e);

в обоих случаях зависимость уширения от темп-ры менее существенна. Высшие линии спектральных серий уширяются в плазме настолько сильно, что сливаются в континуум связанный с этим сдвиг границы серии позволяет оценить n_i (главное квантовое число последней наблюдающейся линии серии пропорционально $n_i^{-2/15}$). Значительную информацию дает анализ радиоизлучения плазмы, находящейся в магнитном поле; измеряя интенсивность, спектральное распределение и поляризацию этих излучений, можно определить T_e, n_e, напряженность магнитного поля и т. д.

Лит.: 1) Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, под ред. М. А. Леонтовича, т. 1—4, М., 1958; 2) Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958, М., 1959. (Доклады советских ученых и избранные доклады зарубежных ученых по физике плазмы); 3) Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, пер. с англ., М., 1957; 4) Пост Р., Высокотемпературная плазма и управляемые термоядерные реакции, пер. с англ., М., 1961; 5) Оптическая пирометрия плазмы. Сб. статей, под ред. Н. Н. Соболева, [пер. с англ.], М., 1960; 6) Зайдель А. Н., Малышев Г. М., Шрейдер Е. Я., Спектроскопические методы исследования горячей плазмы (обзор), «ЖТФ», 1961, т. 31, № 2, с. 129; 7) Margenau H., Lewis M., Structure of spectral lines from plasmas, «Revs. Mod. Phys.»,1959, v. 31, № 3, p. 569; 8) Knorr G., Über den Ionisationszustand und die Ausstrahlung von Fremdgasen in einem Wasserstoffplasma, «Z. Naturforschung», 1958, Bd 13a, H. 11, S. 941; 9) Мандельштам С. Л., Суходрев Н. К., Об условиях применимости закона Кирхгофа к излучению плазмы газового разряда, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1955, т. 19, № 1, с 11; 10) Васильев А. П., Долгов-Савельев Г. Г., Коган В. И., Излучение примесей в разреженной горячей водородной плазме, «Nuclear Fusion» («Ядерный синтез») (в печати). *В. И. Коган.*

ИЗЛУЧЕНИЕ РАВНОВЕСНОЕ — излучение электромагнитных волн в системе, находящейся в термодинамич. равновесии. См. *Кирхгофа закон излучения, Вина закон излучения, Рэлея — Джинса закон излучения, Планка закон излучения.*

ИЗЛУЧЕНИЕ РАДИОВОЛН — процесс возбуждения бегущих электромагнитных волн радиочастотного диапазона в пространстве, окружающем систему переменных токов и зарядов. Этот процесс характеризуется потерей энергии источниками и происходит благодаря переходу ее в энергию распространяющихся в пространстве электромагнитных волн. Возбуждение радиоволн связано с конечностью c — скорости распространения электромагнитных возмущений. Если размеры излучающей системы таковы, что время распространения возмущения между ее отдельными частями сравнимо с периодом колебаний поля в системе, то условия т. н. квазистационарности (см. *Квазистационарный ток*) не выполняются и часть энергии электромагнитного поля системы преобразуется в энергию уходящих радиоволн.

Из основных ур-ний электромагнитного поля (см. *Максвелла уравнения*) вытекает энергетич. соотношение, показывающее, что в общем балансе энергии поля присутствует член, определяющий плотность потока электромагнитной энергии (см. *Пойнтинга вектор*):

$$\boldsymbol{S} = \frac{c}{4\pi}[\boldsymbol{EH}]. \qquad (1)$$

Интегрирование этого выражения по замкнутой поверхности, окружающей излучающую систему, приводит к выражению для полной мощности, излучаемой системой в окружающее пространство. Напряженности полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ для любой ограниченной системы переменных токов и зарядов, служащей источником электромагнитных волн, при больших удалениях определяются членами, убывающими обратно пропорционально первой степени расстояния R. В этом приближении, справедливом для т. н. дальней зоны или зоны излучения (см. *Антенна*), фазы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ совпадают и векторы поля связаны соотношением: $\boldsymbol{E} = -\sqrt{\mu/\varepsilon}\,[\boldsymbol{R}_0\boldsymbol{H}]$, где $\boldsymbol{R}_0$ — единичный вектор, направленный из источника в точку наблюдения; μ и ε — магнитная и диэлектрич. проницаемости среды, определяющие ее импеданс $Z = \sqrt{\mu/\varepsilon}$. Вблизи излучающей системы зависимость напряженностей поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ от расстояния определяется членами, убывающими пропорционально более высоким степеням R. Фазы этих векторов в ближней зоне (зоне индукции) не совпадают, поэтому плотность энергии поля представляет сумму двух составляющих. Одна из них соответствует энергии, безвозвратно теряемой излучающей системой (так наз. умовская компонента), а вторая связана с системой («связанная энергия») и представляет колеблющуюся часть плотности энергии, сосредоточенную вблизи излучающей системы.

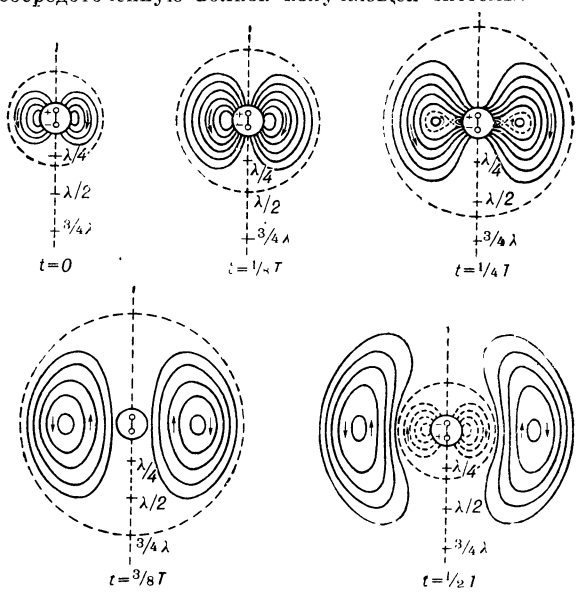


Рис. 1.

Эти закономерности можно проследить, анализируя излучение наиболее простой системы — *Герца вибратора*. В этом случае электромагнитное поле характеризуется тремя составляющими в сферич. координатах E_r, E_θ и H_φ, получаемыми в результате решения ур-ний Максвелла (r — радиус-вектор точки, θ — угол, образуемый им с направлением вибратора, φ — угол в плоскости экватора). И. р. вибратором Герца иллюстрируется на рис. 1 мгновенными картинами электрических силовых линий для промежутков времени, отстоящих на $^1/_8$ периода T друг от друга. На рис. 2 даны графики зависимости напряженности электрич. поля вибратора Герца от расстояния (в длинах волн), рассчитанные как для поля в дальней и ближней зонах (отдельно), так и для промежуточных расстояний, когда приближенные соотношения недопустимы.

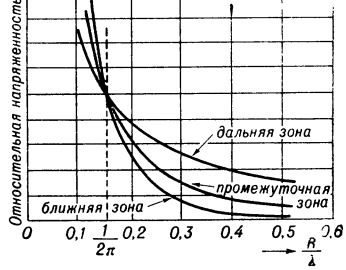


Рис. 2.

Излучаемая мощность определяется компонентами E_θ и H_φ дальней зоны:

$$E_\theta = \{-iI_0 l \sin\theta \exp(ikR)\}/2cR\lambda; \quad H_\varphi = \sqrt{\varepsilon/\mu}\,E_\theta, \qquad (2)$$

где I_0 — амплитуда тока в вибраторе, l — длина вибратора, $k = 2\pi/\lambda$, i — мнимая единица. Если ввести момент диполя: $p = p_0 \exp(-i\omega t) = Q_0 l$, где Q_0 — заряд, то $I_0 l = -i\omega p_0 = -i2\pi c p_0/\lambda$, т. е. компоненты поля E_θ и H_φ дальней зоны вибратора Герца, имеющие одинаковый момент, обратно пропорциональны λ^2, а излучаемая мощность, следовательно, пропорциональна ω^4. Она может быть подсчитана по ф-ле: $W = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} S R d\varphi d\theta = I_0^2 40\pi^2 (l/\lambda)^2$. Величина $R_\Sigma = 80\pi^2 (l/\lambda)^2$, представляющая коэфф., связывающий мощность W с квадратом эффективного значения тока $I_{эф}^2 = {}^1/_2 I_0^2$, наз. *сопротивлением излучения*.

Эти выводы могут быть распространены на более сложные излучатели: напр., полуволновой вибратор, линейные антенны, антенные решетки. Представляя линейную антенну в виде суммы элементарных вибраторов с заданным распределением токов и переходя к пределу, получим интегрированием выражений (2) напряженности полей E и H как ф-ции амплитуды тока, отношения l/λ, расстояния R и угловой координаты θ. Так, для линейных антенн, на длине к-рых укладывается n полуволн, получаем в дальней зоне для $n = 1, 3, 5\ldots$:

$$E_\theta = \pm i \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{I_0(n)\exp(ikR)}{2\pi R}\left[\frac{\cos\left(\frac{n\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}\right],$$

и для $n = 2, 4, \ldots$: (3)

$$E_\theta = \pm i \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{I_0(n)\exp(ikR)}{2\pi R}\left[\frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2}\cos\theta\right)}{\cos\theta}\right].$$

Диаграммы направленности линейных антенн этого типа для $n = 1, 2, 3, 4$ см. на рис. 3. Особый интерес представляет случай $n = 1$ (полуволновой вибратор).

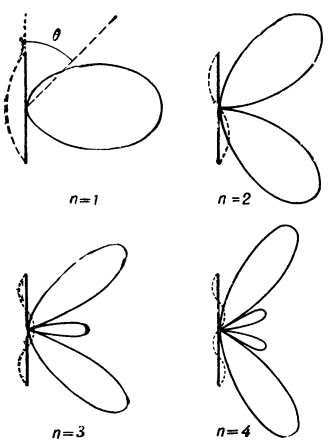


Рис. 3.

Такие антенны широко распространены в области УКВ и *коротких волн*. Положив $n = 1$, получаем: $W = I_{эф}^2 \cdot 73$ *ом*. Т. о., сопротивление излучения полуволнового вибратора $= 73$ *ом*. Зависимость потока излучаемой мощности от θ обычно характеризуется коэфф. направленного действия (кнд) (см. *Направленное действие антенны*), показывающим, во сколько раз мощность, излучаемая антенной в данном направлении, больше мощности гипотетической изотропной (равномерно излучающей во всех направлениях) антенны при условии равенства полных излучаемых ими мощностей. Для направления макс. излучения ($\theta = \pi/2$) кнд для полуволнового вибратора равен 1,64, в то время как для элементарного вибратора — 1,5.

Расчет суммарной напряженности поля системы N полуволновых вибраторов, образующих равномерную пространственную антенную решетку, сводится к сложению интенсивности N колебаний, фазы к-рых образуют арифметич. прогрессию. Такие системы обладают повышенной направленностью. Одномерная решетка из N синфазных полуволновых вибраторов, расположенных на расстояниях d (период решетки), меньших λ, имеет однолепестковую диаграмму направленности (без учета второстепенных максимумов излучения); ширина лепестка определяется величиной $2\lambda/Nd$. Суммарная интенсивность колебаний двумерной решетки с периодами d_x и d_y и числом вибраторов N_x и N_y определяется ф-лой:

$$A^2 = a^2 \frac{\sin^2\left(N_x \frac{d_x\pi}{\lambda}\sin\alpha\right)\sin^2\left(N_y \frac{d_y\pi}{\lambda}\sin\beta\right)}{\sin^2\left(\frac{d_x\pi}{\lambda}\sin\alpha\right)\sin^2\left(\frac{d_y\pi}{\lambda}\sin\beta\right)}, \quad (4)$$

где a — амплитуда поля одиночного вибратора, α и β — углы, образованные радиусом-вектором точки с осями Ox и Oy (рис. 4).

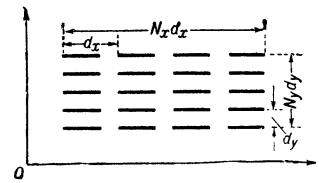


Рис. 4.

Строгое решение электродинамической задачи о поле, создаваемом произвольной системой источников, возможно методом непосредственного интегрирования ур-ний Максвелла. При этом пользуются соотношением, связывающим две произвольные векторные функции $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{Q}$ (непрерывные вместе с их первыми и вторыми производными), — векторным аналогом теоремы Грина (см. *Грина формулы*).

$$\int_V (\boldsymbol{P}\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{Q} - \boldsymbol{Q}\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{P})\,dv = \int_S \{[\boldsymbol{Q}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{P}] - [\boldsymbol{P}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{Q}]\}\,\boldsymbol{n}\,ds, \quad (*)$$

где V — объем, а S — система ограничивающих его поверхностей, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор внешней нормали (рис. 5). Положим $\boldsymbol{P} = \boldsymbol{E}$, а вместо $\boldsymbol{Q}$ выберем ф-цию, удовлетворяющую волновому ур-нию и позволяющую свести поверхностный интеграл по сфере Σ, стягиваемой в точку наблюдения N, к значению поля $\boldsymbol{E}$ в этой точке. Таким требованиям удовлетворяет ф-ция: $\exp(ikR)\cdot\boldsymbol{a}/R = \psi\boldsymbol{a}$, где $\boldsymbol{a}$ — постоянный вектор, а k — волновое число. Задав источники поля в виде электрических и магнитных токов и зарядов I_e, I_m, ρ_e, ρ_m и объединив ур-ния поля для $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ со вспомогат. соотношением (*), получим (в практической рационализированной системе единиц):

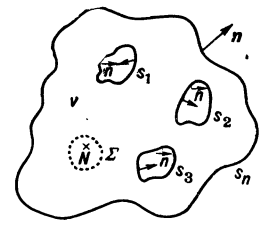


Рис. 5.

$$\boldsymbol{E} = \frac{1}{4\pi}\int_V \left\{ i\omega\mu\psi\boldsymbol{I}_e - [\boldsymbol{I}_m\,\mathrm{grad}\,\psi] + \frac{\rho_e}{\varepsilon}\mathrm{grad}\,\psi \right\} dv - \frac{1}{4\pi}\int_S \left\{ i\omega\mu\psi[\boldsymbol{nH}] + [[\boldsymbol{nE}]\,\mathrm{grad}\,\psi] + (\boldsymbol{nE})\,\mathrm{grad}\,\psi \right\} ds, \quad (5)$$

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{4\pi}\int_V \left\{ i\omega\varepsilon\psi\boldsymbol{I}_m + [\boldsymbol{I}_e\,\mathrm{grad}\,\psi] + \frac{\rho_m}{\mu}\mathrm{grad}\,\psi \right\} dv + \frac{1}{4\pi}\int_S \{ i\omega\varepsilon\psi[\boldsymbol{nE}] - [[\boldsymbol{nH}]\,\mathrm{grad}\,\psi] - (\boldsymbol{nH})\,\mathrm{grad}\,\psi \}\, ds.$$

В применении к задаче об излучении локально-ограниченной системой токов и зарядов в неограниченном пространстве в ф-лах (5) область V представляет объем (поверхность, линию) с заданным распределением $\boldsymbol{I}_e$, $\boldsymbol{I}_m$, ρ_e, ρ_m, а S — бесконечно удаленную сферу. Интеграл по этой сфере следует приравнять нулю, т. е. исключить из общего решения задачи об определении напряженностей полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, возбу-

ждаемых данной системой источников, решение в виде сходящихся волн. Это решение входит в число возможных решений ур-ний поля, но не соответствует физич. реализуемому процессу И. р. Приравнивание нулю поверхностного интеграла в (5) приводит к формулировке т. н. условий излучения Зоммерфельда, состоящих в том, что при достаточно большом удалении любая система источников создает расходящиеся сферич. волны:

$$\lim_{R\to\infty} R\left(\frac{d\boldsymbol{E}}{dR} - ik\boldsymbol{E}\right) = 0; \quad \lim_{R\to\infty} R\left(\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial R} - ik\boldsymbol{H}\right) = 0. \quad (6)$$

Эти условия означают также, что на большом расстоянии от источника поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ убывают обратно пропорционально расстоянию и с точностью до членов порядка R^{-1} связаны друг с другом соотношением:

$$\sqrt{\varepsilon/\mu}\,\boldsymbol{E} + [\boldsymbol{n}\boldsymbol{H}] = 0. \quad (7)$$

Т. о., задача о расчете поля по заданным источникам, распределенным в области V, сводится к объемному (поверхностному, линейному) интегрированию. Расчет основных параметров антенных систем (диаграммы направленности, кнд, сопротивление излучения и др.) может быть выполнен, если известно значение напряженности поля в дальней зоне. Отбрасывая члены порядка R^{-2} и выше и требуя выполнения условий излучения, из (5) найдем:

$$\boldsymbol{E} \approx \frac{i\omega\mu}{4\pi R}\exp(ikR)\int_V \{\boldsymbol{I}_e - (\boldsymbol{I}_e\boldsymbol{n})\boldsymbol{n} + \sqrt{\varepsilon/\mu}\,[\boldsymbol{I}_m\boldsymbol{n}]\}\exp[-ik(\rho\boldsymbol{n})]\,dv,$$

$$\boldsymbol{H} \approx \frac{i\omega\varepsilon}{4\pi R}\exp(ikR)\int_V \{\boldsymbol{I}_m - (\boldsymbol{I}_m\boldsymbol{n})\boldsymbol{n} - \sqrt{\mu/\varepsilon}\,[\boldsymbol{I}_e\boldsymbol{n}]\}\exp[-ik(\rho\boldsymbol{n})]\,dv, \quad (8)$$

где ρ — радиус-вектор текущей точки области V. Компоненты $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ в сферич. системе координат θ, φ не содержат продольной составляющей и определяются ф-лами, удобными для практич. расчетов:

$$E_\theta \approx \frac{i\omega\mu}{4\pi R}\exp(ikR)\int_V (I_\theta + \sqrt{\varepsilon/\mu}\,I_{m\varphi})\exp[-ik(\rho\boldsymbol{n})]dv,$$

$$E_\varphi \approx \frac{i\omega\mu}{4\pi R}\exp(ikR)\int_V (I_\varphi - \sqrt{\varepsilon/\mu}\,I_{m\theta})\exp[-ik(\rho\boldsymbol{n})]dv.$$

Компоненты поля $\boldsymbol{H}$ определяются из (7). Ф-лы (5) позволяют также найти поля, излучаемые отверстиями (рупорные, щелевые антенны). В этом случае считаются заданными поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ в отверстии антенны, предполагается выполнение условий излучения и задача сводится к вычислению поверхностных интегралов по области раскрыва антенны или щели. Если известно поле, падающее на отверстие, то расчет поля за отверстием представляет дифракционную задачу (см. *Дифракция волн*). Если положить, что поле в отверстии является неискаженной частью падающего поля, то этим допускается нарушение ур-ния непрерывности и напряженность поля, рассчитанного при таком предположении, будет лишь грубым приближением к действительному значению. Более высокое приближение получается, если положить, что по контуру, ограничивающему отверстие, распределены заряды, индуцируемые падающим полем. Считая, что поля удовлетворяют ур-нию непрерывности, и связав плотность линейных зарядов с поверхностными токами, а следовательно, с падающим полем, определяют $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ по ф-лам (5). Интеграл по объему вырождается в этом случае в интеграл по контуру, ограничивающему отверстие. Получаемые при этом ф-лы наз. дифракционными ф-лами Кирхгофа—Котлера и имеют вид:

$$\boldsymbol{E} = -\frac{1}{4\pi i\omega\varepsilon}\int_S \{i\omega\varepsilon\,[[\boldsymbol{n}\boldsymbol{E}]\,\mathrm{grad}\,\psi] - ([\boldsymbol{n}\boldsymbol{H}]\,\nabla)\,\mathrm{grad}\,\psi - k^2\psi\,[\boldsymbol{n}\boldsymbol{H}]\}\,ds,$$

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{4\pi i\omega\mu}\int_S \{i\omega\mu\,[[\boldsymbol{n}\boldsymbol{H}]\,\mathrm{grad}\,\psi] - ([\boldsymbol{n}\boldsymbol{E}]\nabla)\,\mathrm{grad}\,\psi + k^2\psi\,[\boldsymbol{n}\boldsymbol{E}]\}\,ds. \quad (9)$$

Расчет напряженности поля, излучаемого отверстиями *волноводов* и рупоров, может быть произведен по упрощенным ф-лам, пригодным для многих практич. целей. В качестве источников поля берутся поверхностные токи, определяемые тангенциальными составляющими напряженностей полей в плоскости раскрыва, когда волновод или рупор предполагаются бесконечными. Определив плотность поверхностных токов, находят их элементарные моменты и по (2) вычисляют напряженность поля элементарного тока. Источник, представляющий пару взаимно-перпендикулярных элементарных диполей — электрического и магнитного, — наз. источником Гюйгенса. Часто системой этих источников аппроксимируют излучающее отверстие. В результате, напр., для прямоугольного отверстия, в к-ром $E = E_y$ и $H = H_x$, получаем выражения для составляющих по θ и φ (рис. 6) электрич. поля источника Гюйгенса:

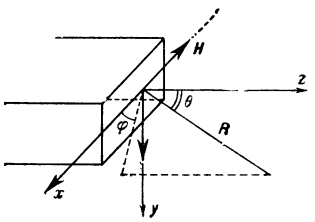


Рис. 6.

$$dE_\theta = i\frac{E_y dxdy}{2\lambda R}\sin\varphi\cdot\exp[(ikR)(1+\cos\theta)],$$

$$dE_\varphi = i\frac{E_y dxdy}{2\lambda R}\cos\varphi\cdot\exp(ikR)(1+\cos\theta).$$

Интегрирование по раскрыву приводит к нахождению напряженности поля в точке наблюдения P, что позволяет определить основные параметры отверстия как излучающей системы.

Сравнение ф-л для полей, рассеянных отверстием и экраном одинаковой формы, показывает, что напряженность магнитного поля, создаваемого экраном, равна напряженности электрич. поля, создаваемого отверстием, если $\boldsymbol{E}$ для экрана равно $\boldsymbol{H}$, падающему на отверстие, а μ и ε поменять местами. Этот принцип (см. *Двойственности принцип*) кладут в основу расчетов поля, излучаемого отверстиями.

В большом числе случаев задачи о нахождении полей решаются при помощи электрического вектора Герца $\boldsymbol{\Pi}_e$, задаваемого соотношениями: $\boldsymbol{E} = \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{\Pi}_e$, $\boldsymbol{H} = \varepsilon\,\mathrm{rot}\,\frac{\partial \boldsymbol{\Pi}_e}{dt}$ или при помощи магнитного вектора Герца $\boldsymbol{\Pi}_m$ по ф-лам: $\boldsymbol{E} = -\mu\,\mathrm{rot}\,\frac{\partial \boldsymbol{\Pi}_m}{\partial t}$, $\boldsymbol{H} = \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{\Pi}_m$. В среде, свободной от заданных поляризаций, векторы Герца удовлетворяют однородному ур-нию $\nabla^2\boldsymbol{\Pi} - \mu\varepsilon\frac{\partial^2\boldsymbol{\Pi}}{dt^2} - \mu\sigma\frac{\partial\boldsymbol{\Pi}}{\partial t} = 0$. При наличии поляризации (электрической $\boldsymbol{P}$ или магнитной $\boldsymbol{M}$) векторы Герца определяются из неоднородных ур-ний, правые части к-рых равны — $\boldsymbol{P}/\varepsilon$ и $\boldsymbol{M}/\mu$ соответственно для электрического и магнитного векторов Герца. В частности, если векторы $\boldsymbol{\Pi}_e$ и $\boldsymbol{\Pi}_m$ имеют лишь одну координатную составляющую, то волны, соответствующие электрич. вектору Герца, представляют тип TM, а волны, описываемые магнитным вектором Герца, — тип TE (см. *Волновод*).

Наиболее общим способом выражения полей, описывающим все разнообразие физически реализуемых решений ур-ний поля, является одновременное введение как электрического, так и магнитного векторов Герца:

$$\boldsymbol{E} = \operatorname{rot}\operatorname{rot}\boldsymbol{\Pi}_e - \mu \operatorname{rot}\frac{\partial \boldsymbol{\Pi}_m}{\partial t},$$

$$\boldsymbol{H} = \operatorname{rot}\operatorname{rot}\boldsymbol{\Pi}_m + \varepsilon \operatorname{rot}\frac{\partial \boldsymbol{\Pi}_e}{\partial t}.$$

Лит.: 1) Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957; 2) Стрэттон Дж. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М.—Л., 1948, 3) Фельд Я. Н., Основы теории щелевых антенн, М., 1948; 4) Слэтер Дж., Передача ультракоротких радиоволн, пер. с англ., М.—Л., 1946; 5) Смайт В., Электростатика и электродинамика, пер. с англ., М., 1954; 6) Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; 7) Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 2 изд., М., 1953; 8) Пистолькорс А. А., Антенны, М., 1947.

А. А. Семенов, Т. И. Арсеньян.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В УСКОРИТЕЛЯХ на большие (сотни миллионов *эв*) и сверхбольшие (миллиарды *эв*) энергии оказывает существенное влияние на динамику движения частиц, режим работы ускорителя, его конструкцию и практически ограничивает предел достижимых энергий [1, 2]. В строящихся циклич. ускорителях электронов на энергию 6—7 млрд. *эв* величина энергии близка к технич. пределу. Электроны с большей энергией могут быть получены в линейных ускорителях.

Основные свойства излучения [2—5]. Энергия, излучаемая одним электроном за один оборот при движении по орбите радиуса R, равна $W = 4\pi e^2\gamma^4/3R$, где $\gamma = E/E_0$ — отношение полной энергии к энергии покоя. Если W выражать в *кэв*, энергию E в *Бэв*, а R в *м*, то $W \approx 90\,E^4/R$ *кэв*. Энергия излучения W должна компенсироваться ускоряющим полем; для этого суммарная амплитуда напряжения на всех электродах должна быть больше W/e.

Спектр электрона весьма богат высокими гармониками частоты обращения. Максимум излучения приходится на гармонику $k_c = {}^3/_2\gamma^3$. Поэтому основная часть энергии излучения в ускорителях на большие энергии излучается в видимой ультрафиолетовой или даже мягкой рентгеновской части спектра. Такое коротковолновое излучение, естественно, некогерентно, т. е. энергия излучения Q электронов равняется QW. Общий вид спектра излучения схематически показан на рис. 1 для трех значений энергии. На этом рисунке видно, что интенсивность гармоник сначала растет, как $k^{1/3}$, а при $k > k_c$ спадает по экспоненте. Существенно также, что интенсивность первых гармоник не зависит от энергии (при $\gamma \gg 1$), т. е. рост энергии излучения происходит за счет увеличения числа испускаемых гармоник. Излучение направлено по касательной к орбите с угловым раствором порядка $1/\gamma$.

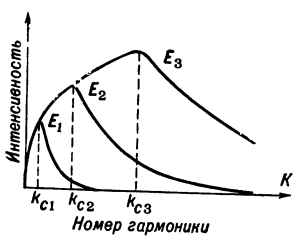


Рис. 1. Спектр излучения релятивистского электрона для трех разных энергий ($E_1 < E_2 < E_3$)

Длинноволновая часть спектра излучается когерентно. Интенсивность когерентного излучения не зависит от энергии электрона (при $\gamma \gg 1$) и определяется числом частиц Q в сгустке и геометрическими факторами: азимутальным размером пучка θ, его расстоянием D до металлич. стенок и т. п. Приблизит. энергия, излучаемая когерентно одним электроном, может быть оценена по след. ф-ле: $W_{kr} = \frac{2\pi e^2 Q}{R\theta^{4/3}}\left(\frac{D}{R}\right)^2$. Множитель $(D/R)^2$ грубо учитывает влияние окружающих проводников. Подробнее см. [8, 9].

Динамика частиц в ускорителях. С большой степенью точности можно считать, что сила радиационного торможения направлена при $\gamma \gg 1$ против движения электрона. Однако радиационное торможение не всегда приводит к затуханию свободных радиальных и вертикальных и радиально-фазовых колебаний, а в нек-рых случаях может привести к их раскачке. Такое явление можно объяснить качественно следующим образом.

Импульс фазовых колебаний (см. *Ускорители заряженных частиц*), равный разности азимутальных импульсов заданной и равновесной частиц, может как совпадать по направлению с полным азимутальным импульсом электрона, так и быть ему антипараллельным. Поэтому в некоторых случаях излучение может увеличивать импульс и амплитуду фазовых колебаний.

Свободные радиальные, а в нек-рых случаях и вертикальные колебания оказываются связанными с фазовыми, и поэтому их амплитуда также может либо увеличиваться, либо уменьшаться. Можно показать [5], что сумма декрементов всех трех видов колебаний есть величина, не зависящая от конструкции ускорителя и конфигурации магнитного поля: $d_z + d_r + d_\varphi = 2$. Определение декремента затухания ясно из след. ф-лы, к-рую можно написать для амплитуды A любого вида колебаний:

$$A(N) = A_0 \exp\left(-\int_0^N d_i \frac{W}{E}\,dk\right),$$

где индекс i может принимать значения z, r и φ; A — амплитуда колебаний, A_0 — амплитуда колебаний без учета излучения частиц, N — число оборотов частицы.

Соответствующим выбором магнитной системы можно менять соотношение между d_z, d_r и d_φ. В частности, если магнитное поле вдоль орбиты постоянно, то

$$d_z = {}^1/_2,$$
$$d_r = (\alpha - 1)/2,$$
$$d_\varphi = (4 - \alpha)/2,$$

где α — коэффициент расширения орбиты: $\alpha = \left(\frac{\partial \ln \Pi}{\partial \ln p}\right)_H$; Π — периметр орбиты, а p — импульс частицы. В частности, для обычного слабофокусирующего ускорителя $\alpha = \frac{1}{1-n} > 1$, n — показатель магнитного поля. В сильнофокусирующих ускорителях $\alpha \ll 1$, поэтому $d_z = {}^1/_2$, $d_r = -{}^1/_2$; $d_\varphi = 2$ и амплитуда радиальных колебаний увеличивается. Радиационная раскачка свободных радиальных колебаний представляет реальную опасность для ускорителей на сверхбольшую энергию. Существует несколько методов демпфирования этих колебаний. Все они основаны на увеличении связи этих колебаний либо с фазовыми, либо с вертикальными колебаниями. Связь с фазовыми колебаниями достигается либо уменьшением значений магнитного поля в фокусирующих секторах по сравнению с дефокусирующими, либо путем введения специальных магнитов с резко отличным полем (например, обратным). Однако следует иметь в виду, что практически желательно выбрать время ускорения настолько малым, чтобы радиационная раскачка была меньше или порядка адиабатич. затухания амплитуды колебаний.

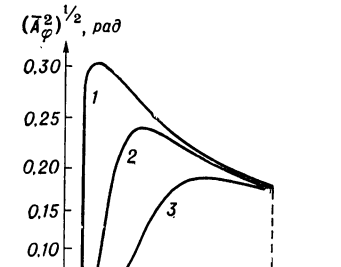


Рис. 2. Зависимость среднего квадрата амплитуды фазовых колебаний для гипотетического сильнофокусирующего ускорителя на 5 *Бэв* ($n = 100$, $\varphi = 60°$, $q = 100$) для трех различных времен ускорения. *1.* $T_{уск} = 1$ *сек*; *2.* $T_{уск} = 0{,}1$ *сек*; *3.* $T_{уск} = 0{,}1$ *сек*.

Квантовая радиационная раскачка колебаний. Квантовые поправки несущественны при вычислении полной излученной энергии если длина волны излучения много больше дебройлевской волны электрона, т. е. при энергиях $E \ll E_0\left(\frac{RE_0}{ch}\right)^{1/2} = E_k$, где E_k — порядка

10^{15} *эв* (при обычных значениях магнитного поля порядка 10—20 *кэ*).

Однако число фотонов большой энергии, испускаемых в больших ускорителях в течение одного оборота, невелико (порядка сотни). Поэтому под действием статистич. флуктуаций излучения происходит раскачка свободных и фазовых колебаний [10, 11]. Для того чтобы получить правильную величину квантовой раскачки колебаний, необходимо учесть радиационное затухание (или раскачку) колебаний [12].

На рис. 2 показана зависимость средней квадратичной величины амплитуды фазовых колебаний A_{φ}^{-} от времени. Величина квантовой раскачки фазовых колебаний при больших энергиях и больших временах ускорения довольно велика и может привести к потерям частиц (см. также [13]).

Лит.: 1) Schott G. A., Electromagnetic radiation and mechanical reactions arising from it, Camb., 1912; 2) Иваненко Д. и Померанчук И., «ДАН СССР», 1944, т. 44, № 8, с. 343; Арцимович Л. А. и Померанчук И. Я., «ЖЭТФ», 1946, т. 16, вып. 5, с. 379; 3) Иваненко Д. и Соколов А., Классическая теория поля, М.—Л., 1949; 4) Ландау Л. и Лифшиц Е., Теория поля, 3 изд., М., 1960 (Теоретическая физика, т. 2); 5) Коломенский А. А., Исследования по теории движения частиц в современных циклических ускорителях, «Тр. Физ. ин-та», 1960, т. 13; Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962 (в печати); 6) Mc Millan E. M., «Phys. Rev.», ser. 2, 1945, v. 68, № 5, 6, p. 144; 7) Прохоров А. М., «Радиотехника и электроника», 1956, т. 1, вып. 1; 8) Тамм И. Е., Об электродинамическом взаимодействии электронов в синхротронах. «Тр. физ. ин-та», 1962, т. 18 (в печати); 9) Иогансен Л. В. и Рабинович М. С., «ЖЭТФ», 1958, т. 35, вып. 4, с. 1013; их же, там же, 1959, т. 37, вып. 1, с. 118; их же, там же, 1960, т. 38, вып. 4, с. 1183; 10) Соколов А. А. и Тернов И. М., «ДАН СССР», 1954, т. 97, № 5, с. 823; их же, «ЖЭТФ», 1956, т. 28, вып. 4, с. 431; 11) Sands M., «Phys. Rev.», 1955, v. 97, № 2, p. 470; 12) Коломенский А. А. и Лебедев А. Н., «ДАН СССР», 1956, т. 106, № 5, с. 807, «ЖЭТФ», 1956, т. 30, вып. 1, с. 207; там же, 1956, т. 30, вып. 6, с. 1161; 13) Королев Ф. А., Ершов А. Г. и Куликов О. Ф., «ДАН СССР», 1960, т. 134, № 2, с. 314. *М. С. Рабинович.*

ИЗЛУЧЕНИЯ. действие на вещество. Содержание:

I. Действие излучений на твердые тела 109
Введение. Действие излучений на металлы. Действие излучений на неметаллы. Действие излучений на диэлектрики. Действие излучений на полупроводники. Действие излучений на полимеры.
II. Биологическое действие излучений 124

I. Действие излучений на твердые тела.

Введение. Интенсивные исследования действия проникающих ядерных И. на твердые тела начались с развитием ядерной техники и появлением мощных потоков высокоэнергетич. ядерных И. Ядерные И. вызывают специфич. изменения в облучаемых материалах, отличающиеся от тех, к-рые наблюдались ранее при оптическом облучении и облучении мягкими рентгеновскими лучами (см., например, *Люминесценция*).

Взаимодействуя с атомами твердых тел, ядерные И. вызывают смещение атомов из устойчивых положений в решетке, ионизацию и иногда появление в решетке примесей за счет деления, ядерных реакций или задержки в решетке тех атомов, к-рыми производилось облучение. Облучение вызывает более или менее устойчивые изменения свойств твердых тел — радиационное повреждение; в нек-рых случаях у облученных материалов возникают новые полезные свойства (например, у некоторых видов полупроводников и у полимерных материалов) (см. ниже).

Характер радиационных повреждений зависит от типа связей в облучаемом твердом теле, от вида и условий облучения. Различают две стадии: а) взаимодействие И. с атомами твердого тела и образование первичных смещенных атомов; б) взаимодействие первичных смещенных атомов с атомами твердого тела и образование вторичных смещенных атомов.

Образование первичных смещенных атомов. При упругом соударении быстрой ядерной частицы с атомом твердого тела атому передается энергия. Максимальная энергия E_m, к-рую частица с массой M_1 и энергией E_1 может передать атому с массой M_2, определяется для нерелятивистских частиц ф-лой

$$E_m = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}E_1. \qquad (1)$$

Если энергия атома отдачи окажется выше нек-рого предела — пороговой энергии E_d, определяемой силами связи атомов в решетке, то атом сместится из своего нормального положения в решетке. В узле, где он находился до столкновения, образуется вакансия. Поскольку силы связи атомов в решетке анизотропны, пороговая энергия должна зависеть от направления удара по отношению к кристаллографич. осям; однако экспериментальных данных об анизотропии E_d нет. Пороговая энергия экспериментально определяется при электронном облучении по минимальной энергии электронов, необходимой для создания в материале заметных изменений нек-рых свойств (см. ниже). Получены следующие эффективные значения E_d для: Cu — 22 *эв*, Ag — 28 *эв*, Ni — 24 *эв*, Fe — 24 *эв*, Ge — 34 *эв*, алмаз — 80 *эв*.

Первичный смещенный атом, если он обладает достаточной энергией, — перемещаясь по решетке, будет вызывать возбуждение электронов, ионизацию и образование вторичных смещенных атомов. Потеряв запас энергии, он остановится в междоузлии. В результате в решетке образуются промежуточные атомы и вакансии, рис. 1 (см. *Дефекты в кристаллах*).

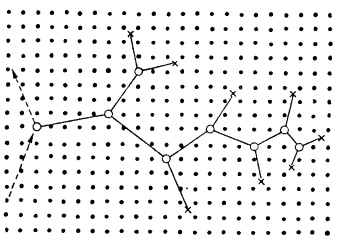


Рис. 1. Двумерная схема образования смещенных атомов под облучением. --- — траектория быстрой частицы; --- — траектории смещенных атомов; ○ — вакансии; × — промежуточные атомы.

Число первичных смещенных атомов n' определяется ф-лой

$$n' = n_0\sigma_d\varphi t, \qquad (2)$$

где n_0 — число атомов облученного материала в $см^3$, φ — поток частиц ($1/см^2 сек$), t — время облучения, σ_d — поперечное сечение процесса соударения, при к-ром переданная энергия превосходит E_d. Общее число смещенных атомов

$$n = n'\bar{\nu}, \qquad (3)$$

где $\bar{\nu}$ — среднее число вторичных (третичных и т. д.) смещенных атомов, приходящееся на один первичный.

Нейтроны, как частицы, лишенные заряда, взаимодействуют только с ядрами атомов. При упругом взаимодействии рассеяние можно считать изотропным. Дифференциальное сечение рассеяния в этом случае определяется ур-нием

$$d\sigma = \frac{\sigma_E}{E_m}\,dE, \qquad (4)$$

где E_m — дается ф-лой (1) и σ_E — полное сечение упругого рассеяния, составляющее обычно несколько *барн*. Средняя энергия атомов отдачи E равна половине E_m. Значения E для нек-рых элементов при облучении их нейтронами с энергией 2 *Мэс* приведены в табл. 1.

В действительности рассеяние не строго изотропно, нейтроны рассеиваются преимущественно в направлении движения; поэтому средняя энергия оказывается несколько ниже, составляя прибл. $^1/_2$—$^2/_3$ от указанной в таблице величины.

Таблица 1.

Вещество	H	C	Al	Cu	U
$\bar{E}$, *кэв*	1 000	280	140	61	16,5

Неупругие соударения могут сопровождаться захватом нейтронов и приводить к ядерным реакциям типа (n p), (n α), (n *f*). Радиационное повреждение в этом случае связано с накоплением в кристаллич. решетке чужеродных атомов — продуктов ядерных реакций, а также с воздействием на решетку быстрых частиц, образующихся в процессе ядерных реакций. Явления такого рода происходят, в частности, при делении урана.

Быстрые заряженные частицы (p, *d*, α). Основная часть энергии расходуется на возбуждение электронов и ионизацию (см. *Прохождение заряженных частиц через вещество*). Меньшая часть энергии переходит в результате столкновений с ядрами в энергию движения ядер. Взаимодействие быстрых заряженных частиц с ядрами атомов, согласно Бору, описывается выражением для экранированного кулоновского потенциала

$$v(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} e^{-r/a}, \qquad (5)$$

где r — расстояние между заряженной частицей и атомом; a — радиус экранирования, $a \approx a_0/(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3})^{1/2}$; a_0 — боровский радиус водорода; $Z_1 e$, $Z_2 e$ —заряды частицы и ядра неподвижного атома.

Если частица обладает достаточной энергией, она может приблизиться к ядру на расстояние, меньшее радиуса экранирования. В таком случае взаимодействие, в основном, кулоновское и отклонение частицы следует законам резерфордовского рассеяния. Дифференциальное сечение резерфордовского рассеяния определяется выражением:

$$d\sigma = C dE/E^2, \qquad (6)$$

где C — коэфф. пропорциональности, а E — энергия атома отдачи. При резерфордовском рассеянии более вероятна передача малых количеств энергии; величина средней энергии атомов отдачи, определяемая ф-лой

$$\bar{E} = E_d \ln(\lambda E_m/E_d), \qquad (7)$$

$$\left(\text{где } \lambda = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}\right),$$

гораздо меньше, чем при изотропном рассеянии, и медленно растет с увеличением E_m. В большинстве случаев при облучении быстрыми заряженными частицами $E \approx 250$ *эв*.

Облучение электронами. Бо́льшая часть энергии быстрых электронов расходуется на возбуждение и ионизацию атомов, а также на тормозное И. Кулоновское взаимодействие электронов с ядрами атомов может привести к передаче последним значительной энергии. Однако чтобы эта энергия была достаточной для смещения атома из узла решетки, энергия электронов должна быть порядка одного *Мэв* (релятивистская область). В релятивистской области максимальная энергия, к-рая может быть передана атому электроном с энергией E_1, равна

$$E_m = \frac{2mE_1}{M_2E_0}(E_1 + 2E_0), \qquad (8)$$

где $E_0 = mc^2 = 0{,}511$ *Мэв*.

Полное сечение смещения возрастает от нуля при $E_m \leqslant E_d$ до нек-рой постоянной величины при больших энергиях электронов (рис. 2). Средняя энергия атомов, смещенных электронами с энергией $E_1 \gg mc^2$, определяется выражением, аналогичным (7). Обычно значения $\bar{E}$ при электронном облучении колеблются от десятков до сотен *эв*.

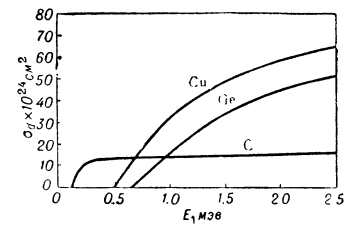


Рис. 2. Зависимость поперечного сечения смещения σ_d при электронном облучении от энергии для графита, меди, германия (вычислено в предположении, что для первых двух материалов $E_d = 25$ *эв*, а для Ge—31 *эв*)[8].

Гамма-излучение. γ-лучи вызывают 3 основных эффекта: фотоэлектрический, Комптона и образование пар. Вероятность прямого смещения атомов под действием γ-квантов очень мала, однако существует конечная вероятность смещения атомов за счет действия вторичных электронов. Ядерное γ-излучение имеет энергию от нескольких *кэв* до ~10 *Мэв* В практически интересном интервале энергий (~*Мэв*). наибольшее сечение имеет процесс образования комптоновских электронов. Энергия образующихся электронов сравнима с энергией γ-квантов; поэтому средняя энергия атомов, смещенных комптоновскими электронами, отвечает средней энергии атомов отдачи, образованных электронным И. соответствующей энергии. Однако под действием γ-излучения смещенные атомы практически равномерно распределяются по толщине облучаемого материала, в то время как при электронном облучении повреждение локализуется в поверхностном слое, толщиной порядка глубины проникновения электронов.

Сечение процесса сильно зависит от энергии γ-квантов и атомного номера облучаемого элемента. Для меди, напр., при $E = 1$ *Мэв* $\sigma_d = 0{,}046$ *барна*, а при $E = 2{,}0$ *Мэв* $\sigma_d = 1{,}40$ *барна*.

Образование вторичных смещенных атомов. Воздействие первичных смещенных атомов на атомы решетки приводит к передаче последним значительных энергий, превышающих подчас E_d, а также к ионизации. Если энергия первичных смещенных атомов велика, то они ионизованы и вызывают ионизацию атомов решетки до тех пор, пока их энергия не упадет ниже E_i, определяемой ур-ниями (9) и (10):

$$E_i = \frac{1}{8}\left(\frac{M_1}{m}\right) I \quad \text{в случае неметаллов,} \qquad (9)$$

$$E_i = \frac{1}{16}\left(\frac{M_1}{m}\right) \varepsilon_F \quad \text{в случае металлов,} \qquad (10)$$

где m — масса электрона, I — энергия ионизации, ε_F — энергия Ферми.

Образование вторичных смещенных атомов подчиняется законам резерфордовского рассеяния, когда энергия первичных смещенных атомов превосходит величину

$$E_A = 2E_R Z_1 Z_2 \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}\, \frac{M_1 + M_2}{M_2}, \qquad (11)$$

где $E_R = 13{,}6$ *эв* — постоянная Ридберга. Значения E_i и E_A для ряда веществ приведены в табл. 2.

Таблица 2.

Вещество	Алмаз	Al	Cu	U	U (осколки деления)
E_i, *кэв*	15	17	50	160	80
E_A, *кэв*	5	30	100	~2700	~2 000

Если энергия первичного смещенного атома меньше E_A, то рассеяние идет по закону соударения упругих шаров. Сечение процесса взаимодействия увеличивается по мере уменьшения энергии первичного смещенного атома, поэтому большая часть нарушений происходит в конце его пробега.

Приближенные количественные оценки числа точечных дефектов производятся обычно на основе простой каскадной теории, в к-рой, в соответствии со схемой рис. 1, рассматривается каскад независимых парных столкновений между ударяющими и покоящимися атомами. Если принять, что процесс образования смещенных атомов прекращается, когда энергия движущегося атома снижается до $2E_d$, то общее число дефектов, приходящихся на один первичный смещенный атом с энергией E, будет равно

$$\bar{\nu} = \frac{\bar{E}}{2E_d} \text{ или } \bar{\nu} = \frac{E_i}{2E_d} \text{ (при } \bar{E} > E_i), \qquad (12)$$

поскольку при $E > E_i$ энергия первичных смещенных атомов расходуется в основном на ионизацию.

Существует ряд моделей сил в решетке, позволяющих точнее оценить величину $\bar{\nu}$, однако все они приводят к выражениям, подобным ф-ле (12). Напр., для Cu Зейтцем и Келером подсчитаны следующие значения: при облучении нейтронами реактора с энергией 0,42 *Мэв* $\bar{\nu} = 328$; при облучении дейтронами с энергией 9 *Мэв* $\bar{\nu} = 6{,}20$; при облучении электронами с энергией 1,4 *Мэв* $\bar{\nu} = 1{,}26$.

Помимо смещающих столкновений, облучение вызывает переход атомов в новые узлы решетки путем обмена движущихся атомов с атомами решетки (т. н. замещающие столкновения). Увеличения числа смещенных атомов при этом не происходит, однако обмен атомов местами в случае облучения многоатомных веществ может сильно изменить их свойства.

При точном расчете числа смещенных атомов необходимо учитывать взаимодействие первичного атома с большим числом атомов кристаллич. решетки. Такие расчеты трудновыполнимы. Приближенная оценка этого взаимодействия проведена на основе моделей теплового пика и пика смещения. Смещенные атомы вызывают ряд слабых столкновений, при к-рых незначительные порции энергии передаются большому числу атомов решетки, расположенных вблизи их траекторий. Образуются области, наз. обычно тепловыми пиками, в к-рых средняя энергия колебаний атомов превышает тепловую. Последующее охлаждение этих областей рассматривается в соответствии с классич. законами распространения тепла в гомогенной фазе. Продолжительность жизни и размер тепловых пиков очень малы, так что понятие темп-ры к этим областям можно применять лишь условно. Тепловой пик в меди с энергией ~300 *эв* представляет собой нагретую до темп-ры плавления сферич. область диаметром ~30 Å, содержащую $\sim 10^3$ атомов. Через $2 \cdot 10^{-10}$ *сек* диаметр пика увеличивается до 60Å, а средняя темп-ра падает до 150°С.

В тепловом пике возможны процессы отжига (рекомбинации) точечных дефектов, а также перемешивание атомов и ускорение диффузионных процессов. Особенно сильные эффекты наблюдаются в делящихся материалах, поскольку в этом случае тепловые пики, образованные осколками деления, особенно велики.

Образование сложных комплексов дефектов возможно непосредственно в процессе облучения. После снижения энергии первичного смещенного атома ниже нек-рой критич. величины, к-рая зависит от атомного номера элемента, длина свободного пробега атома становится меньше межатомного расстояния и все атомы данной области (т. н. пика смещения) смещаются, устремляясь в окружающие участки решетки [6]. Последующая релаксация приводит к полному перемешиванию атомов. Значительная часть точечных дефектов уничтожается, но возникают более сложные дефекты типа дислокационных петель и агрегатов вакансий.

Точный учет влияния кристаллич. решетки на процесс соударений стал возможен в связи с применением электронных счетных машин для расчета радиационных повреждений. Совместное решение уравнений движения для группы ячеек, имитирующих решетку меди и содержащих до 1000 атомов, позволяет вычислить траектории движения атомов после того, как один из них (A) получил импульс (рис. 3). Правильное расположение атомов в пространственной решетке оказывает сильное влияние на процесс радиационного повреждения. Возникает направленная передача энергии и вещества по направлениям с наиболее плотной упаковкой из-за своеобразного фокусирующего действия атомных рядов и решетки.

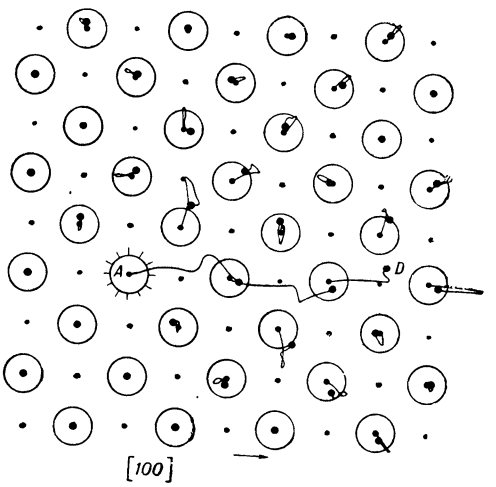


Рис. 3. Рассчитанные траектории движения атомов в группе ячеек, имитирующих решетку меди, после того как атом в точке A получил импульс с энергией 40 *эв* в плоскости чертежа под углом 15° к направлению [100]. ○ — исходное положение атомов; • — исходное положение атомов в нижележащей плоскости; · — положение атомов спустя $3 \cdot 10^{-13}$ *сек*. В точке A образовалась вакансия, в точке D — промежуточный атом [11].

В то время как вакансии группируются в месте, где атом получил первый импульс, промежуточные атомы, совершив ряд замещающих столкновений, оказываются вдали от вакансий. Согласно расчетам, энергия, затрачиваемая на замещающее столкновение, порядка нескольких *эв*; число замещающих столкновений примерно в 5 раз больше числа смещений.

Действие излучений на металлы. В металлах остаточные нарушения возможны только в результате прямого воздействия И. на ядра атомов. Энергия И., затраченная на ионизацию и возбуждение электронов, не может привести к смещению атомов из-за слабого взаимодействия электронов проводимости с решеткой. Возникшие под действием И. вакансии и промежуточные атомы, а также различные стабильные группы из этих дефектов изменяют физич. свойства металлов. Однако установление количественной связи между изменением физич. свойств и числом дефектов затруднено, т. к. большинство свойств находится в сложной зависимости от количества вакансий и промежуточных атомов.

Одним из показателей степени совершенства решетки металла является величина *остаточного сопротивления*. Остаточное сопротивление металлов увеличивается при облучении (рис. 4). Согласно теоретич. оценкам, прирост электросопротивления меди, вызванный присутствием 1 атомного % вакансий и промежуточных атомов, составляет ~6,0 *мком·см*. Подсчеты числа дефектов, приходящихся на одну быструю частицу, производимые по этим данным и наклону начального участка кривой рисунка 4, и сопоставление результатов этих расчетов с данными вычислений по простой каскадной теории показали, что теоретич. оценка дает примерно в 5—10 раз большее число дефектов по сравнению с экспериментальными данными. Подобное же соотношение сохраняется для нейтронного и электронного облучения (в последнем случае это отношение несколько меньше).

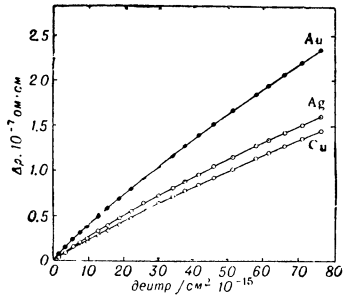


Рис. 4. Прирост остаточного сопротивления в зависимости от дозы облучения дейтронами с энергией 12 *Мэе* при 12°К.

Совместное действие вакансий и промежуточных атомов, возникших под облучением, вызывает увеличение периодов кристаллич. решетки и увеличение геометрич. размеров образцов. Оценка числа точечных дефектов по изменению этих свойств также привела к меньшему числу дефектов, чем это следует из простой каскадной теории.

Отклонение кривой рис. 4 от линейности означает, что с увеличением концентрации дефектов увеличивается скорость их рекомбинации. Поскольку облучение производилось при низких температурах, при которых термич. миграция исключена, рекомбинация обусловлена радиационным отжигом, который может быть связан с действием тепловых пиков, пиков смещения, а также замещающих столкновений. Последние, увеличивая пробег промежуточных атомов, увеличивают вероятность встречи их с вакансиями и рекомбинации. Расхождение простой каскадной теории с экспериментом может быть обусловлено: 1) отжигом дефектов в тепловых пиках (при облучении тяжелыми частицами) или рекомбинацией близкорасположенных пар: вакансия — промежуточный атом (при электронном облучении); 2) образованием под облучением групп дефектов. Однако каково значение каждого из этих механизмов в реальных процессах, идущих в металлах под облучением, пока не ясно.

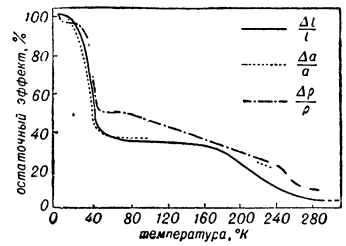


Рис. 5. Кривые отжига электросопротивления $\Delta\rho/\rho$, параметра решетки $\Delta a/a$ и длины образца $\Delta l/l$ меди, облученной дейтронами при низкой температуре [10].

Нагрев облученного металла приводит к отжигу дефектов, который в металлах идет обычно в несколько стадий. Отжиг сопровождается падением вызванного облучением прироста электросопротивления, уменьшением длины образцов и параметра решетки. В меди отжиг начинается при 25°—40° К и идет в широком темп-рном интервале (рис. 5). В меди различают 4 стадии отжига:

I. 25—50° К с энергией активации ~ 0,1 *эв*;

II. 50—180°К с широким спектром энергий активации ~ 0,2—0,6 *эв*.

III. 180—300° К с энергией активации ~ 0,7 *эв*;

IV. 575—900° К с энергией активации порядка энергии активации самодиффузии — 2,0 *эв*.

I стадию обычно связывают с миграцией промежуточных атомов, III — с миграцией вакансий, IV — с коагуляцией дефектов и переползанием дислокаций. На II стадии отжига, по-видимому, идет взаимодействие дефектов с примесными атомами и образование групп дефектов. Сложность кривых отжига связана с тем, что эти процессы могут идти в нек-рых случаях одновременно и на них налагается ряд других явлений: рекомбинация близких пар (промежуточный атом — вакансия), отжиг в областях с искаженной решеткой и т. д.

Точечные дефекты, тепловые пики и замещающие столкновения, создаваемые И., увеличивают подвижность атомов и облегчают их перераспределение в решетке, благодаря чему ускоряются и начинаются при более низких темп-рах многие процессы, идущие в металлах в твердом состоянии. Облучение оказывает сильное действие на упорядочивающиеся сплавы. Упорядоченные сплавы (напр., Cu_3Au, CuAu, Ni_3Mn, Fe_3Al) после нейтронного облучения ниже темп-ры упорядочения разупорядочиваются. Разупорядочение происходит также после облучения заряженными частицами и γ-квантами. Вследствие действия замещающих столкновений и тепловых пиков число атомов, испытавших разупорядочение, обычно на порядок превышает число смещенных атомов, подсчитанное по простой каскадной теории. Облучение разупорядоченных сплавов (напр., Cu_3Au) вызывает их частичное упорядочение, приближающее их к равновесному (при темп-ре облучения) состоянию.

Области радиационных искажений могут стать зародышами новых фаз при реакциях в твердом состоянии. При —30° до —60°С наблюдалось ускорение превращения облученного нейтронами белого олова в устойчивую при низких темп-рах модификацию — серое олово.

Характер влияния облучения на процесс старения зависит от состояния сплава, температуры облучения и др. факторов. Может наблюдаться как ускорение распада пересыщенных твердых растворов (напр., пересыщенных твердых растворов Be в Cu), так и растворение выделений. Имеются данные, что в сплавах Cu с Fe с выделениями малых размеров происходит растворение выделений, а в сплавах с крупными выделениями — рост. Растворение выделений, по-видимому, связано с действием тепловых пиков, а ускорение распада — с усилением микродиффузии за счет увеличения концентрации дефектов.

Облучение сильно изменяет механич. свойства металлов. Действие дефектов, созданных облучением, подобно действию атомов, входящих в твердый раствор замещения. Дефекты, взаимодействуя с дислокациями, затрудняют их движение. Вследствие этого критическое скалывающее напряжение монокристаллов возрастает. Например, у Cu после облучения потоком $2 \cdot 10^{18}$ *н/см²* оно увеличивается с 0,241 до 2,00 *кг/мм²*. Изменяется характер деформации. Линии скольжения становятся грубее. Сильно уменьшается внутреннее трение и растет модуль упругости. Взаимодействие дефектов с дислокациями может происходить за счет: 1) закрепления дислокаций из-за образования атмосфер Коттрелла (см. *Коттрелла облака*) из вакансий или промежуточных атомов вокруг дислокаций; 2) застопоривания дефектами источников дислокаций Франка—Рида; 3) торможения движения дислокаций агрегатами дефектов и т. п. [13,14]. Однако механизм упрочнения еще нельзя считать полностью установленным.

Табл. 3. — Влияние облучения на механические свойства металлов.

Материал	Температура облучения (°С)	Интегр. поток ($н/см^2$)	Предел прочности ($кг/мм^2$)			Предел текучести ($кг/мм^2$)			Удлинение (%)			Литература
			до облучения	после облучения	изменение (%)	до облучения	после облучения	изменение (%)	до облучения	после облучения	изменение (%)	
Углеродистая сталь А-212 (С—0,2%)	79	$2 \cdot 10^{19}$	53	69	+ 30	28	65	+ 132	25	6	— 76	[8]
	404	$2 \cdot 10^{19}$	53	59	+ 11	28	39	+ 39	25	14	— 44	[8]
Нержавеющая сталь 1Х18Н9Т	80	$1 \cdot 10^{20}$	65	100	+ 54	24	92	+ 283	66	43	— 35	[8]
Никель	80	$1 \cdot 10^{20}$	39	82	+ 110	14	73	+ 420	37	5	— 87	[8]
Цирконий	80	$1 \cdot 10^{20}$	26,5	36	+ 36	16	34	+ 112	34	15	— 56	[8]
Медь	100	$5 \cdot 10^{19}$	19,0	24	+ 26	5,9	21,5	+ 265	42,2	27,5	— 35	[8]
Алюминий	65	$1{,}3 \cdot 10^{22}$	9,6	18,4	+ 91	4,8	12,1	+ 150	38	21	— 45	[15]
Молибден	90	$5 \cdot 10^{20}$	70	107	+ 53	66	107	+ 62	41,7	0	—100	[15]

Облучение нейтронами сильно изменяет технич. кривую растяжения (рис. 6). Предел текучести увеличивается в 2—3 раза приблизительно пропорционально корню кубич. из величины интегрального потока, удлинение падает, несколько повышается предел прочности (см. таблицу 3). Величина упрочнения меньше в предварительно наклепанных металлах. Она уменьшается также с увеличением температуры облучения.

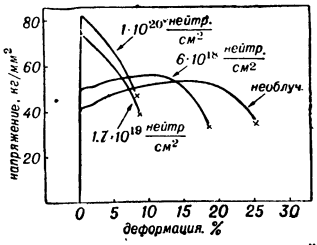


Рис. 6. Изменение технической кривой растяжения малоуглеродистой стали (места сварки) после облучения нейтронами [14].

В металлах с кубич. объемноцентрированной (к. о. ц.) решеткой (в ферритных сталях, Mo), у к-рых при понижении темп-ры наступает переход от пластичного разрушения к хрупкому, наблюдается явление радиационного *охрупчивания*. После облучения темп-ра перехода резко повышается, в Mo, напр., после облучения потоком $1{,}5 \cdot 10^{20}$ $н/см^2$ температура перехода в хрупкое состояние повышается с —30° до 70°С. Одновременно снижается энергия, требующаяся для разрушения материала в пластич. области (рис. 7).

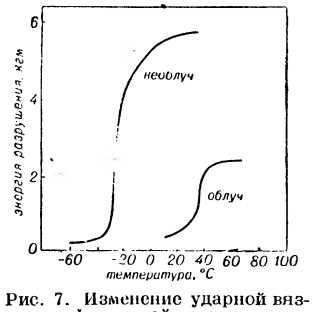


Рис. 7. Изменение ударной вязкости ферритной стали после облучения потоком $1{,}9 \cdot 10^{-19}$ *нейтр/см²*.

Вызванные облучением изменения механических свойств очень устойчивы и отжигаются полностью при темп-рах порядка темп-ры рекристаллизации (отвечающих IV стадии в случае Cu). Это означает, что изменения механич. свойств связаны не только с простыми точечными дефектами, но и с более сложными образованиями — агрегатами дефектов, к-рые, по-видимому, образуются непосредственно под облучением и на первых стадиях отжигов (рис. 8). Экспериментальные данные о влиянии И. на ползучесть неделящихся материалов противоречивы, однако наблюдалось явление ускорения под облучением релаксации упругих напряжений, связанное с направленной диффузией точечных дефектов в поле напряжений.

Делящиеся материалы при работе в реакторах подвергаются особо интенсивному действию облучения, ибо они испытывают активное воздействие осколков деления. В α-U на эти эффекты накладываются явления, связанные с низкой симметрией решетки, что приводит к ряду своеобразных явлений.

У монокристаллов U под облучением длина увеличивается в направлении [010] и сокращается в направлении [100]; по направлению [001] их размеры остаются неизменными. Величина роста выражается коэфф. роста $G = \frac{\ln (l_2/l_1)}{\%\ \text{выгорания}} 100\%$ (где l_1 и l_2 — длина образца до и после облучения), к-рый для осевых направлений [010], [100] и [001] при 100° С соответственно равен 420, — 420, 0. Коэффициент роста убывает с темп-рой от 20 000 при темп-ре жидкого гелия до нуля при 450—500° С. Рост происходит в прокатанном текстурированном U и грубозернистом металле, что вызывает изменение формы урановых изделий под облучением (рис. 9). Несомненно, что радиационный рост связан с сильной анизотропией свойств α-U. Кристаллич. решетка α-U является слоистой со слоями, перпендикулярными оси [010]. Смещенные атомы, образованные осколками деления, по-видимому, коагулируют в плоские комплексы, параллельные плоскостям (010), образуя зародыши новых слоев (010), и вызывают удлинение кристалла в направлении [010]. Менее ясны причины сокращения решетки в направлении [100]. Существующие теории роста не объясняют полностью всех экспериментальных фактов.

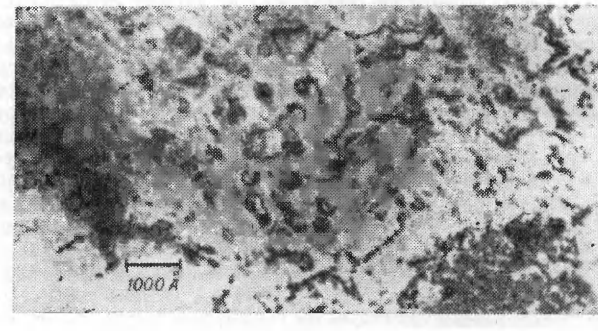


Рис. 8. Дефекты (дислокационные петли), образовавшиеся в меди после облучения потоком $\approx 1{,}4 \cdot 10^{20}$ *нейтр/см²*; ×70 000.

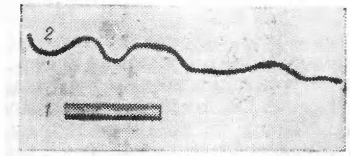


Рис. 9. Рост псевдомонокристалла α-U под облучением: *1* — до облучения, *2* — после облучения.

В α-U под облучением наблюдается также резкое (на 1,5—2 порядка) увеличение скорости ползучести. Одно из возможных объяснений этого явления свя-

зывает его с радиационным ростом. Рост отдельных зерен в поликристаллич. материале приводит к увеличению в зернах внутренних напряжений до предела текучести, что облегчает деформацию ползучести под действием внешней нагрузки.

Тепловые пики, создаваемые высокоэнергетич. осколками деления, гораздо больше пиков, создаваемых первичными смещенными атомами при нейтронном облучении. Согласно оценкам, темп-ра повышается до 3 000° С в областях, охватывающих до $\sim 10^7$ атомов. В области объемом $\sim 10^{-17}$ *см*^{3} происходит полное перемешивание атомов. Это вызывает релаксацию внутренних напряжений и ускорение диффузионных процессов в уране и его сплавах. Так, в сплаве U с 9% вес. Mo, обладающем гетерогенной структурой (эвтектоид из α-U и интерметаллич. соединения U_2Mo), под действием реакторного И. наблюдалось выравнивание концентрации Mo и превращение пластинчатого эвтектоида в гомогенный твердый раствор Mo в U.

Другим результатом деления является появление чужеродных атомов — осколков деления. При больших выгораниях число примесных атомов может стать весьма большим, что может оказать сильное влияние на свойства урана и его сплавов, тем более, что значительной частью продуктов деления являются нерастворимые в металле газы Kr и Xe. Объем этих газов в 1 *см*^{3} U после выгорания 0,3% достигает 2 *см*^{3} при нормальных условиях. В случае облучения при повышенных темп-рах газы выделяются из решетки металла и образуют поры, к-рые при достаточно высоких темп-рах (для U $>$ 450° С) увеличиваются в размере, коагулируют и вызывают общее увеличение объема изделий — распухание.

Образование газов и распухание возможны и в других материалах, напр. в сплавах, содержащих B, возможно выделение He по реакции $B^{10} + n \rightarrow He^4 + Li^7$. С осколками деления, по-видимому, связано также явление охрупчивания U. При облучении U до выгорания 0,07% его пластичность падает до нуля.

Действие излучений на неметаллы. Радиационные повреждения в неметаллич. материалах, как и в металлах, возникают за счет смещающих столкновений. Однако, в отличие от металлов, на свойства неметаллов сильное влияние оказывают вызванные И. электронное возбуждение и ионизация, к-рые могут происходить даже под действием мягкого рентгеновского И. Возникающие под облучением дефекты решетки облегчают захват электронов и дырок определенными участками решетки. Поэтому эффекты, возникающие под действием И. в неметаллах, значительно сложнее, чем в металлах.

В нек-рых случаях (галоидные соли щелочных металлов) энергия электронного возбуждения, распространяясь в виде *экситонов*, может привести к смещению атомов вблизи дислокаций и других дефектов решетки. Смещение атомов может возникнуть также вследствие их многократной ионизации, вызванной И.

Целесообразно различать действие И. на кристаллич. структуру и действие на электронные свойства, зависящие от дефектов решетки. Кристаллич. структура и плотность неметаллов претерпевают сильные изменения под действием И. Графит, к-рый имеет сложную решетку с ковалентными связями внутри слоев (перпендикулярных оси *c*), анизотропно изменяет форму под нейтронным облучением. Вычисленное по данным о величине скрытой энергии число смещенных атомов в облученном графите оказалось прибл. в два раза меньше рассчитанного на основе простой каскадной теории. Аналогичные результаты были получены при оценке числа смещенных атомов по изменению рассеяния пучка медленных нейтронов в графите после облучения и по изменению его электрич. свойств. Т. о., соответствие между экспериментом и простой каскадной теорией в случае графита лучше, чем у металлов. Смещенные атомы располагаются в графите между слоями в виде изолированных промежуточных атомов или плоских комплексов, образующих зародыши новых слоев. Это приводит к увеличению периода решетки графита по оси *c* (рис. 10) и общему росту кристаллов в этом направлении, а также к формоизменению текстурированных изделий из графита.

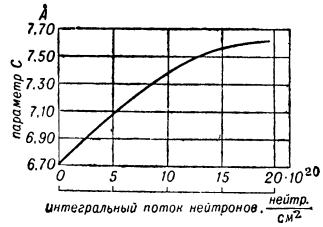


Рис. 10. Изменение периода по оси *c* решетки графита (сорта CSF) под действием реакторного излучения [8].

У α-кварца соотношение осей *c*/*a* под действием нейтронного облучения убывает. После облучения дозой $\sim 10^{20}$ *нейтр*/*см*^{2} плотность α-кварца снижается на 14,7%, искажения решетки увеличиваются. При дальнейшем увеличении дозы кварц становится аморфным. Аналогичные изменения наблюдались в цирконе ($ZrSiO_4$), берилле и т. д. Сильные изменения структуры α-кварца связаны с низкой компактностью его решетки. Нейтронное облучение соединений с более компактной решеткой (хризоберилла, окислов нек-рых металлов) вызывает гораздо меньшие изменения плотности и не нарушает их кристаллич. структуры. Плотность алмаза уменьшается при нейтронном облучении потоком $6 \cdot 10^{20}$ *нейтр*/*см*^{2} при 100°С на величину до 4% без нарушения кристаллич. структуры. Однако облучение при темп-ре ниже 65° С более интенсивным потоком приводит к разрушению кристаллич. структуры. Уменьшение плотности под действием И. обнаружено также в ионных соединениях.

Увеличение периодов решетки графита, кварца и т. д. сопровождается расширением рентгеновских линий (рис. 11). Облучение неметаллов вызывает также ряд других рентгенографич. эффектов: усиливается рассеяние под малыми углами, возникают запрещенные отражения, например (200) и (222) в алмазе, появляются максимумы диффузного рассеяния. Все эти явления обусловлены либо точечными дефектами, либо агрегатами дефектов. В ряде случаев (кварц, циркон, LiF) наступало дробление кристаллов и возникала мозаичность.

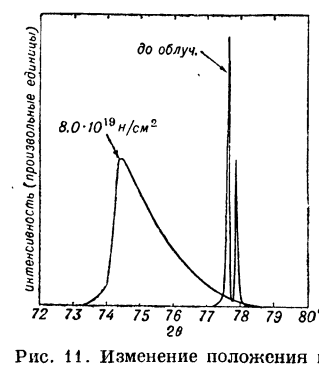


Рис. 11. Изменение положения и ширины рентгеновского отражения (220) α-кварца после облучения нейтронами [14].

Облучение сильно изменяет также механич. свойства неметаллов: модуль упругости, твердость и др.

Под действием нейтронного облучения наблюдались фазовые превращения моноклинной ZrO_2 в нестабильную при комнатной темп-ре кубич. модификацию. Тетрагональный титанат бария $BaTiO_3$ превращался в кубический (при дозе $1{,}8 \cdot 10^{20}$ быстрых нейтронов на 1 *см*^{2}). При этом терялись его пьезоэлектрич. свойства [9].

Повышение темп-ры облучения уменьшает величину радиационных нарушений вследствие частичного отжига нарушений. В неметаллах в ряде случаев наблюдается явление радиационного отжига — уско-

рение коагуляции и рекомбинация дефектов под облучением.

Такие неметаллич. материалы, как UO_2, ThO_2, твердые растворы UO_2 — ThO_2, смеси BeO — UO_2, имеют существенное значение для техники реакторостроения. Как правило, изменение плотности этих материалов под облучением сравнительно невелико, однако в некоторых случаях наблюдаются большие изменения ряда свойств (напр., теплопроводности). UO_2, сильно обогащенная изотопом U^{235}, под действием интенсивного нейтронного потока спекалась при таких темп-рах, при к-рых в обычных условиях спекание не происходит; наблюдалась также пластич. деформация частичек UO_2. Эти явления, как в металлич. уране, связаны с повышением подвижности атомов под действием тепловых пиков, образованных осколками деления. В делящихся материалах большое значение, по-видимому, имеет также ионизация атомов, идущая вдоль треков осколков деления. Большое количество энергии, выделяющееся при этом, оказывается, в частности, достаточным, чтобы вызвать распыление атомов из тонких пленок UO_2

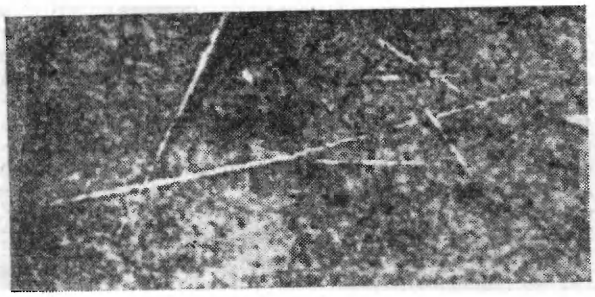


Рис. 12. Треки осколков деления в тонкой пленке UO_2, облученной нейтронами. Видна вилка, возникшая в результате столкновения осколка деления с атомом кислорода; × 25 000.

вдоль треков осколков деления, благодаря чему их удается наблюдать в электронный микроскоп (рис. 12).

Облучение в ряде случаев сильно влияет на электропроводность неметаллов (см. ниже). В случае графита созданные облучением дефекты являются ловушками электронов и одновременно центрами их рассеяния. Это приводит к сильному изменению электрич. свойств графита под облучением (рис. 13).

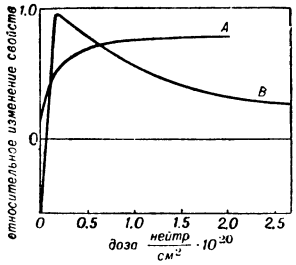


Рис. 13. Влияние реакторного излучения на электросопротивление (*A*) и постоянную Холла (*B*) графита [8].

Нарушения структуры, созданные И., действуют также как центры рассеивания фононов. Теплопроводность большинства неметаллич. материалов после реакторного облучения падает в несколько раз, а теплопроводность графита снижается почти в 50 раз.

Возбужденные И. электроны захватываются атомами примесей и местами нарушения решетки. Центры окрашивания возникают поэтому даже при облучении мягкими рентгеновскими лучами. Однако такие изменения неустойчивы и испытывают термич. и оптич. высвечивание. Высокоэнергетич. излучение создает также центры окрашивания, связанные со смещенными атомами и вакансиями и агрегатами этих дефектов. В кристаллич. кварце, кварцевых стеклах под действием реакторного И., γ-излучения, электронного и жесткого рентгеновского И. было обнаружено появление двух полос: *C*-полосы с максимумом при 2 150 Å и *E*-полосы с максимумом при 1 650 Å (рис. 14). Наряду с этим наблюдалось обесцвечивание кварца за счет ослабления полос поглощения, обусловленных примесями. *C*-полоса, по-видимому, связана с электронами, захваченными кислородными вакансиями, а *E*-полоса — с дырками, захваченными внедренными атомами кислорода. Полосы поглощения после реакторного облучения наблюдались в окислах MgO и Al_2O_3, алмазе (после облучения его быстрыми частицами), в галоидных слоях щелочных металлов. В $NaCl$, напр., после облучения протонами возникает сложный спектр поглощения с широким максимумом при 4656 А, отвечающим *F*-центрам (см. *Дефекты в кристаллах*).

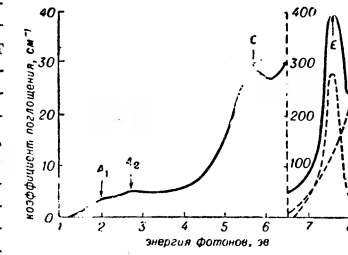


Рис. 14. Спектр поглощения облученного нейтронами кристаллического кварца [3].

Электроны и дырки, захваченные дефектами, обладают неспаренным спином, что приводит к усилению парамагнитных свойств. Увеличение парамагнитной составляющей восприимчивости после нейтронного облучения наблюдалось в кристаллическом и плавленном кварце, графите, Al_2O_3, MgO. Исследования температурной зависимости парамагнитной составляющей в кварце показали, что она следует *Кюри закону*. Более точные данные о характере дефектов дают исследования парамагнитного резонанса. В кристаллич. кварце и кварцевых стеклах обнаружены два максимума, один из к-рых, по-видимому, может быть приписан центрам, вызывающим *C*-полосу, другой — *E*-полосу (рис. 15). Парамагнитный резонансный максимум в графите связан с промежуточными атомами. Две сильные линии парамагнитного резонанса обнаружены также в алмазе, облученном нейтронами.

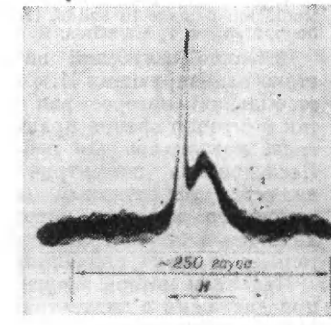


Рис. 15. Парамагнитные резонансные максимумы в плавленном кварце, облученном потоком $2 \cdot 10^{19}$ *нейтр/см²* [14].

Нагрев облученных неметаллич. материалов приводит к отжигу радиационных повреждений. Отжиг сопровождается выделением больших количеств скрытой энергии. В графите, облученном при комнатной температуре потоком $\sim 3 \cdot 10^{21}$ *нейтр/см²*, величина скрытой энергии достигает 620 *кал/моль*; в алмазе, облученном потоком 10^{20} *нейтр/см²*, — 370 *кал/моль*. Выделение столь большой скрытой энергии приводит при определенных условиях к спонтанному саморазогреву графита и алмаза.

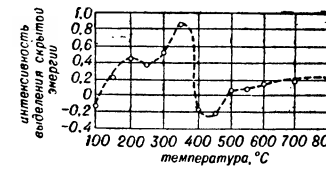


Рис. 16. Выделение скрытой энергии (в *кал/г* °C) в алмазе, облученном потоком $2{,}6 \cdot 10^{19}$ *нейтр/см²*, при нагреве [9].

Дефекты, создаваемые нейтронным облучением, весьма устойчивы. В алмазе, облученном потоком

$2 \cdot 10^{20}$ *нейтр/см*^{2}, при 250° С отжигается только 25%, а при 1 000° С — 70% вызванного облучением уменьшения плотности. Устойчивость дефектов возрастает с увеличением дозы облучения. Кинетика отжига дефектов сложна. Отжиг идет обычно в несколько стадий (рис. 16) посредством реакций разных порядков с широким спектром энергий активации (1—4 *эв*).

Лит.: 1) Динс Дж., Винйард Дж., Радиационные эффекты в твердых телах, пер. с англ., М., 1960; 2) Глен Дж. В., Радиационные эффекты в твердых телах, пер. с англ., «УФН», 1956, т. 60, вып. 3, с. 445; 3) Влияние ядерных излучений на материалы, под ред. Дж. Хэрвуда, пер. с англ., Л., 1961; 4) Захаров А. И., Действие излучения на физические свойства и структуру твердого тела, «УФН», 1955, т. 57, вып. 4, с. 525; 5) Кинчин Г. Н., Пиз Р. С., Смещение атомов в твердых телах под действием излучения, «УФН», 1956, т. 60, вып. 4, с. 590; 6) Действие ядерных излучений на структуру и свойства металлов и сплавов. Сб. статей, перевод под ред. Я. П. Селисского, М., 1957; 7) Конобеевский С. Т., К вопросу о природе радиационных нарушений в делящихся материалах, «Атомная энергия», 1956, № 2, с. 63; его же, О релаксации упругих напряжений под действием нейтронного облучения, там же, 1960, т. 9, вып. 3, с. 194; 8) Материалы Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955, т. 7, М., 1958; 9) Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958, т. 6, М., 1959; 10) Сокурский Ю. Н., Влияние облучения на твердые тела, «Атомная энергия», 1959, т. 6, вып. 4, с. 403; 11) Вайниард Дж., Динамика радиационных повреждений, «УФН», 1961, т. 74, вып. 3; 12) Seitz F., Koehler J. S., в кн.: Solid state physics, ed. F. Seitz, D. Turnbull, v. 2, N. Y., 1956; 13) Cottrell A. H., Effects of neutron irradiation on metals and alloys, «Metallurgical Revs», 1956, v. 1, pt 4, p. 479; 14) Billington D. S., Crawford J. H., Radiation damage in solids, [N. Y.], 1961; 15) Reactor handbook, 2 ed., v. 1, Materials, N. Y., 1960. *Ю. Н. Сокурский.*

Действие излучений на диэлектрики. Взаимодействие ионизирующих И. с диэлектриками представляет большой интерес как с теоретич. точки зрения, так и с точки зрения практич. использования диэлектрич. материалов для работы в радиационном поле. Исследование диэлектрич. свойств в ряде случаев является эффективным методом исследования радиационного эффекта, потому что изменения, происходящие в диэлектриках под действием И., значительны и легко поддаются измерению.

Механизм потерь энергии заряженными частицами при движении в диэлектрике тот же, что и в твердых телах вообще (см. выше). И. вызывает возбуждение и ионизацию атомов или ионов, из к-рых состоит диэлектрик. Кроме того, под действием облучения в диэлектриках могут возникать стабильные дефекты, к-рые остаются и после прекращения действия И. — вакансии, атомы в междоузлиях, атомы примесей и дислокации. Ионизацию можно обнаружить по изменению электронной проводимости диэлектрич. материалов во время облучения, тогда как остаточные радиационные нарушения должны влиять на угол диэлектрич. потерь, ионную проводимость и оптич. поглощение материалов. Основным механизмом образования дефектов в твердых телах считается упругое соударение падающих частиц с атомами вещества. Однако исследования последних лет показали, что если для металлов число дефектов, подсчитанное теоретически, с точностью до порядка совпадает с концентрацией дефектов, полученной экспериментально, то для диэлектриков теоретич. подсчет, учитывающий только упругие соударения, дает сильно заниженную концентрацию дефектов. Поэтому было высказано предположение [1], что дефекты в диэлектриках могут создаваться также за счет процессов ионизации и возбуждения. Напр., в щелочно-галоидных кристаллах дефекты могут образовываться на краю линейных дислокаций, существующих в кристалле до облучения. Ионы вблизи таких краевых ступенек слабо связаны, и электронного возбуждения может оказаться достаточно для смещения одного из них в положение, являющееся продолжением края дислокации. Созданная таким образом вакансия может затем продиффундировать из дислокации в объем кристалла.

Возможен также другой механизм образования дефектов в результате ионизации [2]. Если отрицательный ион, окруженный в решетке положительными ионами, будет многократно ионизован и станет положительным, то энергетически для него более выгодно выйти из места своего закрепления в междоузлии.

Наиболее изучены радиационные дефекты в щелочно-галоидных кристаллах, т. к. эти кристаллы имеют довольно простое строение. Исходя из условий электронейтральности кристаллич. решетки этих кристаллов, можно предположить, что дефекты в них должны существовать или в виде одинакового количества дефектов противоположного знака (дефекты Шотки) или равного числа вакансий и внедренных ионов одного знака (дефекты Френкеля). Такого рода дефекты могут притягивать к себе электроны и дырки и создавать центры окрашивания; последние, в свою очередь, могут образовывать различные комплексы, имеющие характеристич. полосы оптич. поглощения.

Облучение в зависимости от интенсивности и дозы может приводить как к увеличению, так и к уменьшению электропроводности. В первом случае это объясняется образованием избыточного числа носителей тока в результате действия И., во втором — образованием после облучения сложных комплексов (гроздей) дефектов, уменьшающих концентрацию носителей тока. В такие грозди собираются не только дефекты, возникшие при облучении, но и дефекты, ранее существовавшие в кристалле; в этом случае электропроводность кристалла после облучения понижается (рис. 17).

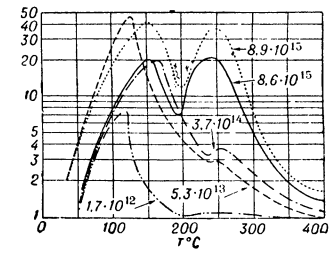


Рис. 17. Температурная зависимость отношения удельного сопротивления ρ_i облученного кристалла к удельному сопротивлению ρ_n необлученного кристалла при различных дозах облучения; стрелками указаны интегральные дозы облучения, протон·см$^{-2}$ [3].

Особенно много сведений о поведении дефектов после облучения дают температурные зависимости электропроводности, запасенной энергии (энергии, к-рая выделяется из кристалла при отжиге дефектов) и оптич. поглощения, так как эти зависимости характеризуют разные свойства дефектов [3]. На рис. 17 и 18 показано изменение относительных сопротивлений и запасенной энергии в зависимости от темп-ры для образцов NaCl, облученных различными дозами протонов с энергией 350 *Мэв*. Температурные зависимости относительных сопротивлений изображаются кривыми с двумя максимумами. Начальное увеличение сопротивления образцов можно объяснить образованием гроздей точечных дефектов и, следовательно, уменьшением концентрации единичных положительных ионных вакансий, к-рые являются основными носителями тока в данном материале. При дальнейшем повышении темп-ры эти грозди начинают распадаться и вновь появляются одиночные дефекты,

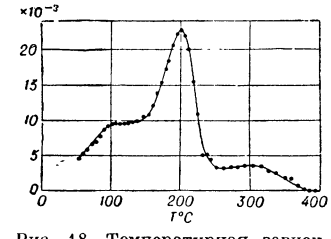


Рис. 18. Температурная зависимость запасенной энергии для кристаллов NaCl, облученных интегральным потоком протонов $9{,}3 \cdot 10^{15}$ *см*$^{-2}$ [3].

что приводит к уменьшению сопротивления. При более высоких темп-рах эти дефекты начинают отжигаться и сопротивление опять повышается; в процессе дальнейшего нагревания радиационные эффекты перестают играть значительную роль и сопротивление облученного образца приближается к сопротивлению необлученного. Интересно в этой связи отметить, что максимум на кривой запасенной энергии соответствует темп-ре (200° С), при к-рой наблюдается резкое повышение сопротивления образца. Следовательно, интенсивное выделение запасенной энергии можно связать с распадом дефектных комплексов.

На рис. 19 представлены спектральные зависимости оптич. плотности тех же кристаллов NaCl, облученных

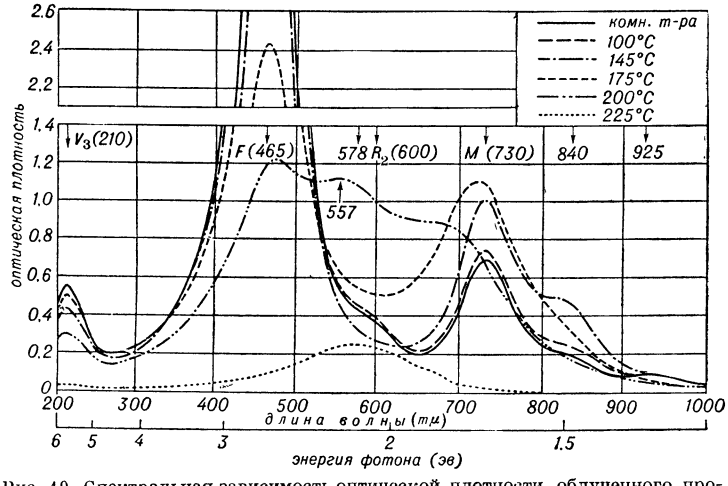


Рис. 19. Спектральная зависимость оптической плотности облученного протонами NaCl на разных стадиях отжига.

протонами в интегральном потоке $8 \cdot 10^{14}$ $см^{-2}$, в зависимости от темп-ры отжига. Видно, что все полученные после облучения полосы поглощения можно идентифицировать с уже известными ранее. Отсюда следует, напр., что широкая полоса при 465 $m\mu$ обусловлена большой концентрацией F-центров, т. е. отрицательных ионных вакансий, захвативших электрон; при 730 $m\mu$ имеет место M-полоса и т. д. По мере нагревания образца в нем происходят сложные процессы образования и распада комплексов дефектов, что приводит к исчезновению одних полос поглощения и появлению других. Так, при темп-ре 200° С M-полоса полностью исчезает, но появляется новая R-полоса (560 $m\mu$). Таким образом, оптич. измерения подтверждают предположение об ответственности образования и распада комплексов дефектов за изменение сопротивления исследуемых кристаллов. Аналогичные полосы оптич. поглощения были получены при облучении щелочно-галоидных кристаллов γ-лучами, электронами и нейтронами.

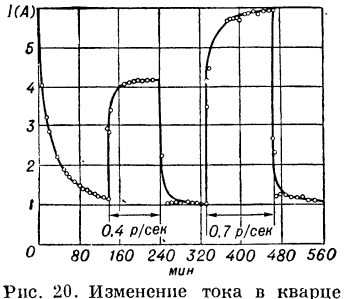


Рис. 20. Изменение тока в кварце при облучении препаратами с интенсивностью 0,4 и 0,7 $р/сек$ [4].

Значительные изменения претерпевает электропроводность аморфных и поликристаллических диэлектрич. материалов во время облучения γ-лучами [4].

При не очень больших напряженностях электрич. поля добавочный ток, вызываемый γ-облучением, прямо пропорционален приложенному напряжению. Для характеристики диэлектрика, находящегося в радиационном поле, вводится величина радиационной электропроводности σ_r, не зависящая от геометрич. размеров образца и приложенного напряжения. Типичные кривые радиационного тока приведены на рис. 20. Для аморфных и поликристаллич. диэлектриков, таких, как плавленый кварц, стекло, сера, полиэтилен, резина для кабельной изоляции и т. д., было установлено, что радиационная электропроводность σ_r прямо пропорциональна интенсивности облучения I, т. е. $\sigma_r = aI$, где a — коэфф. пропорциональности. Эта закономерность сохраняется вплоть до очень больших интенсивностей γ-излучения, получаемых в реакторе (до 350 $р/сек$) (рис. 21). Эти закономерности можно интерпретировать следующим образом. Энергия γ-квантов, к-рыми производилось облучение, не слишком велика; поэтому можно считать, что основным механизмом взаимодействия гамма-излучения с веществом является комптоновское рассеяние. Поглощение в этом случае будет пропорционально плотности диэлектрика и удельная ионизация (число пар электрон-ион, создаваемых в 1 $сек$) будет определяться соотношением

$$g = \frac{w_0 n_0 \rho d}{w_d \rho_0},$$

где n_0 — измеренная плотность ионизации в воздухе, равная cI, w_0 и w_d — средняя энергия образования пары в воздухе и диэлектрике, ρ_0 — плотность воздуха, ρ_d — плотность диэлектрика.

Таким образом, $g = bI$, где $b = \frac{cw_0\rho d}{w_d\rho_0}$. Тогда концентрация носителей тока в диэлектрике будет $N = g\tau = bI\tau$, где время жизни носителей $\tau = 1/svn_p$, s — сечение центров рекомбинации, n_p — концентрация центров рекомбинации, v — хаотическая скорость носителей. Следовательно, $N = \frac{bI}{svn_p}$. Так как в рассматриваемых диэлектриках электропроводность носит в основном электронный характер, то добавочная радиационная проводимость может быть выражена как

$$\sigma_r = qN\mu = \frac{q\mu b}{svn_p} I,$$

где q — элементарный заряд, μ — подвижность носителей. Следовательно, для того чтобы выполнялось экспериментальное соотношение $\sigma_r = aI$, необходимо предположить, что концентрации центров рекомбинации n_p не зависят от интенсивности облучения. В случае аморфных диэлектриков это допущение должно выполняться, так как последние содержат большое количество нарушений структуры и неоднородностей, являющихся ловушками для электронов.

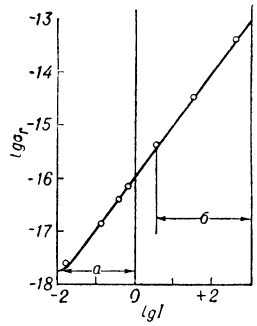


Рис. 21. Зависимость радиационной проводимости σ_r в $ом^{-1}см^{-1}$ в полиэтилене от интенсивности облучения I γ-лучами в $р/сек$; $а$ — облучение препаратами, $б$ — облучение в реакторе [4].

Измерения радиационной электропроводности показали, что она растет с температурой, однако значительно медленнее, чем обычная. Так, при нагреве от —30° до +140° С радиационная электропроводность кварца увеличивается примерно в 10 раз, в то

время как обычная электропроводность увеличивается в несколько тысяч раз. Температурную зависимость электропроводности можно приближенно выразить соотношением $\sigma_r \sim \exp[-B/T]$, где T — абсолютная темп-ра, B — коэффициент, зависящий от материала (для кварца $B \simeq 1\,600°K$). Зависимость радиационной электропроводности от темп-ры свидетельствует о том, что свободные электроны, появляющиеся в результате комптоновского рассеяния, рекомбинируют не сразу, а попадают сначала на уровни возбуждения, откуда они могут быть сорваны тепловым движением в зону проводимости. Схема таких энергетич. переходов представлена на рис. 22. Рассматривая кинетич. уравнения стационарного состояния диэлектрика в радиационном поле, получаем для концентрации свободных электронов $n = g(B+\gamma)/\alpha\gamma n_t$, где n_t — концентрация электронов в ловушках, α, β и γ — коэффициенты переходов согласно схеме рис. 6. Тогда, в согласии с экспериментальными данными, имеем $\sigma_r = aI$, при этом $a = \mu b(\beta+\gamma)g/\alpha\gamma n_t$. В последнем выражении коэффициент β будет зависеть от темп-ры, так как отрыв электронов с уровней возбуждения происходит благодаря тепловому движению. Поэтому можно считать, что

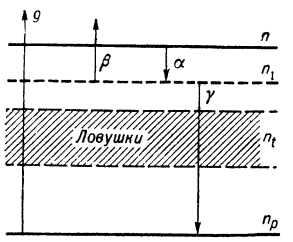


Рис. 22. Схема энергетических переходов. g — плотность ионизации; n — концентрация свободных электронов; n_1 — концентрация электронов на возбужденных уровнях; n_t — концентрация электронов в ловушках; n_p — концентрация положительных ионов.

$$\beta = \beta_0 e^{-w_i/kT} = \beta_0 e^{-B/T},$$

где β_0 — постоянная, не зависящая от темп-ры, w_i — энергия ионизации с возбужденного уровня, k — постоянная Больцмана. Если w_i невелико, то можно считать, что

$$B \gg \gamma \quad \text{и} \quad \sigma_r = AIe^{-B/T}.$$

Это выражение согласуется с экспериментальными данными.

Зависимость радиационного тока от времени различна у разных материалов: у одних (кварц, полиэтилен) радиационный ток постепенно увеличивается

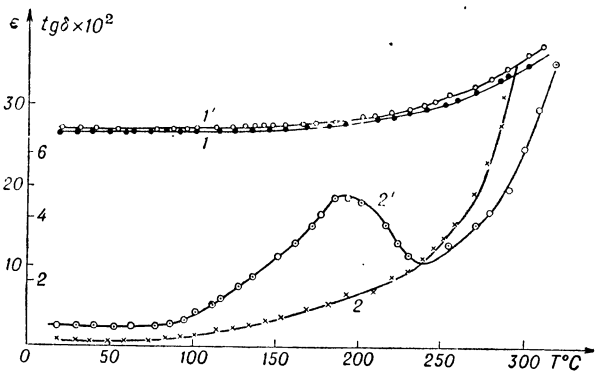


Рис. 23. Температурная зависимость ε и tgδ титаната магния до и после облучения в потоке нейтронов 10^{18} $см^{-2}$ (1 и 2, соответственно ε и tgδ до облучения, 1′ и 2′ — после облучения).

со временем, стремясь к насыщению, у других (сера, муллит) ток вначале быстро возрастает до нек-рого максимального значения, а затем, уменьшаясь, достигает постоянного значения.

Наблюдались также изменения электрич. свойств нек-рых органич. диэлектриков (фторопласт, полиэтилен, полиамид резины) после облучения γ-лучами. Было обнаружено, что для большинства исследуемых материалов угол диэлектрич. потерь после облучения возрастает, причем это увеличение тем больше, чем меньше частота. Анализ экспериментальных данных позволяет сделать заключение, что γ-облучение приводит к возрастанию омич. потерь, дипольные же потери заметно не изменяются.

Большое влияние на электрич. свойства твердых диэлектриков оказывает облучение большими интегральными потоками нейтронов в ядерных реакторах. Щелочно-галоидные кристаллы (NaCl, KBr и др.) обнаруживают после облучения в реакторе (при потоках $>10^{16}$ $см^{-2}$) заметное увеличение тангенса угла диэлектрич. потерь и оптич. поглощения. Поликристаллич. образцы титанатов металлов 2-й группы, к-рые широко применяются в качестве электроизоляционных материалов, претерпевают существенные изменения после обработки нейтронами в реакторе [5]. После облучения медленными нейтронами образцы диэлектриков приобретают наведенную радиоактивность. Поэтому объемные свойства облученных материалов в значительной степени вуалируются поверхностными явлениями. Действительно, за счет радиоактивности образца около его краев воздух сильно ионизуется. Кроме того, в процессе β-распада образец может заряжаться, поэтому ионы и полярные молекулы, имеющиеся в атмосфере, будут притягиваться к образцу и создавать около его поверхности проводящий слой, существенно меняющий поведение диэлектрика в электрич. поле. Поэтому общий радиационно-диэлектрич. эффект складывается из двух частей — поверхностного эффекта, возникающего в результате появления в образцах наведенной радиоактивности, и объемного эффекта, обусловленного образованием дефектов кристаллич. решетки.

Температурные и частотные зависимости тангенса угла диэлектрич. потерь, снятые до и после облучения для титанатов цинка (Zn_2TiO_4) и магния (Mg_2TiO_4), показывают, что характер диэлектрич. потерь в этих материалах после облучения в нейтронных потоках, больших $5 \cdot 10^{17}$ $см^{-2}$, меняется — появляется ярко выраженная релаксацион. поляризация (рис. 23; см. также *Диэлектрики*). Исследование темп-рных зависимостей удельной электропроводности титанатов показали, что после нейтронного облучения электропроводность возрастает, причем этот эффект возрастания состоит из двух частей: одна обусловлена образованием дефектов в объеме образца во время облучения, вторая является следствием внутренней ионизации в образце за счет наведенной в нем радиоактивности (она не отжигается при нагреве образца) (рис. 24). Специальными экспериментами с использованием кадмиевых фильтров (кадмий поглощает медленные нейтроны

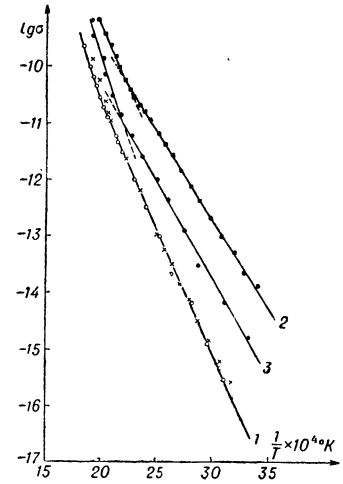


Рис. 24. Температурная зависимость удельной электропроводности титаната цинка после облучения в интегральном потоке нейтронов, 10^{18} $см^{-2}$ (*1* — до облучения, *2* — прямой ход после облучения, *3* — обратный ход после облучения)

и пропускает быстрые нейтроны и γ-лучи) было установлено, что в поликристаллич. титанатах за эффект изменения объемных электрич. свойств ответственны медленные нейтроны. Процесс образования дефектов при взаимодействии медленных нейтронов с кристаллич. решеткой разбивается на два этапа, резко разграниченных во времени. Вначале тепловой нейтрон захватывается ядром; при этом образуется возбужденное составное ядро. При испускании γ-кванта ядро получает отдачу. Расчет показывает, что энергия отдачи может оказаться достаточной для выбивания ядра из узла решетки. Образовавшиеся в результате реакции (n, γ) нестабильные изотопы распадаются с вылетом β-частиц и γ-квантов. И в этом случае энергия отдачи может быть достаточна для выбивания ядра из его регулярного места.

Лит.: 1) Seitz F., Koehler J., в кн.: Solid state physics, v. 2, N. Y., 1956; 2) Varley J. H., «Nature», 1954, v. 74, № 4436, p. 886; 3) Kobayashi K., «Phys. Rev.», 1956, ser. 2, v. 102, № 2, p. 348; 4) Вул Б. М., «ФТТ», 1961, т. 3, вып. 8, с. 2264; 5) Водопьянов Л. К., там же, 1961, т. 3, вып. 8, с. 2331; 6) Вул Б. М., «ДАН СССР», 1961, т. 139, № 6, с. 1339. *Л. К. Водопьянов.*

Действие излучений на полупроводники. Действие проникающего излучения на полупроводники представляет большой интерес, так как полупроводники обладают большой чувствительностью к облучению и в них можно наблюдать радиационные нарушения в наиболее чистом виде вследствие высокого совершенства получаемых полупроводниковых кристаллов. В полупроводниках действует обычный механизм образования дефектов в твердом теле [1] (см. выше). Кроме того, свойства полупроводников существенно меняются в результате процессов ионизации и образования носителей под действием облучения. Основная величина, характеризующая ионизацию в полупроводниках, — средняя энергия ε, приходящаяся на возникающую пару избыточных носителей тока, — определяется шириной запрещенной полосы E_g и соотношением между вероятностями ионизации и вероятностью передачи энергии колебаниям решетки [2]. Проводились эксперименты по определению энергии ионизации при облучении полупроводников различными частицами; одним из возможных способов такого определения является измерение отношения числа носителей, созданных бомбардирующими частицами, к потоку этих частиц (измеряется ток короткого замыкания в p — n-переходах) (см. *Полупроводники*). Эти эксперименты показывают, что в кристаллах Ge и Si значение ε не зависит от начальной энергии частиц, тормозящихся в кристалле, и от их вида. В отличие от случая ионизации атомов в газах, когда средняя энергия ионизации близка к 30 *эв*, в полупроводниках значение ε примерно на порядок меньше (для Ge $\varepsilon \approx 3$*эв*, для Si $\varepsilon \approx 4$*эв*) [3].

Большое число пар носителей заряда, образуемых первичной частицей (более 10^6 пар для α-частицы полония с энергией 5 *Мэв* в Si), и постоянство значения ε послужили основными причинами широкого использования полупроводниковых счетчиков частиц в экспериментальной ядерной физике. Определенные перспективы имеет также применение полупроводниковых кристаллов с p — n-переходами для преобразования энергии заряженных частиц или γ-лучей в электрич. энергию. Основным препятствием к этому является изменение свойств полупроводников, приводящее в случае Ge и Si к сравнительно быстрому падению кпд преобразователя энергии вследствие радиационных нарушений, возникающих в этих материалах под действием облучения.

Как и в других твердых телах, в полупроводниках под действием излучений могут возникать стабильные дефекты — вакансии, промежуточные атомы, атомы примесей и дислокации. Основным механизмом образования дефектов в полупроводниках считается упругое рассеяние падающих частиц на атомах решетки [5, 7]. Экспериментальное исследование процессов возникновения дефектов в полупроводниках было наиболее подробно проведено для монокристаллов Ge и Si, имеющих решетку типа алмаза. При облучении этих кристаллов электронами дефекты структуры являются центрами захвата электронов и их появление резко сказывается на концентрации носителей заряда, подвижности и скорости рекомбинации неравновесных носителей (рис. 25). Для Ge и Si надежно установлено (путем облучения их электронами разных энергий) существование пороговой энергии быстрых электронов (рис. 26). В кристаллах Ge возникновение дефектов имеет место при $T_e > 360$ *кэв*, в Si—при $T_e > 145$ *кэв*. Данные о вероятности образования дефектов при бо́льших T_e, а также об отжиге дефектов заставляют предполагать, что точечные дефекты устойчивы лишь при низких температурах, а дефекты, устойчивые при 300° К и выше, представляют собой более сложные образования (напр., ассоциации вакансий и растворенного кислорода в кремнии).

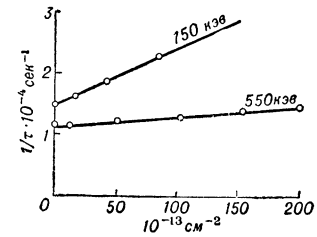


Рис. 25. Изменение обратной величины времени жизни τ носителей заряда в Ge n - типа при облучении электронами с энергиями 550 и 750 *кэв* в зависимости от полного потока электронов N. По оси абсцисс отложено $N \cdot 10^{-13}$ см$^{-2}$ [8].

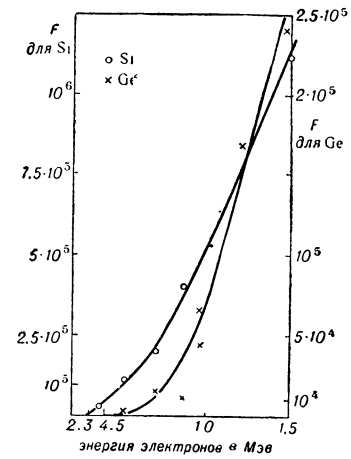


Рис. 26. Изменение вероятности (F) смещения атомов в Ge и Si в зависимости от энергии E падающих электронов. На оси абсцисс отложена энергия электронов в *Мэв*, на оси ординат — вероятность смещения атомов в относительных единицах [9].

Большие радиационные нарушения создаются в полупроводниках при облучении их быстрыми нейтронами, т. к. при упругом рассеянии последних на атомах кристаллич. решетки образуется много дефектов (рис. 27). Облучение полупроводников медленными нейтронами приводит к возникновению в объеме кристалла химич. примесей, концентрацию к-рых легко подсчитать, зная нейтронные сечения для ядер веществ, входящих в состав кристалла. Напр., в облученном германии в результате реакций (n, γ) возникают примеси галлия и мышьяка, первый из к-рых является типичным акцептором, второй — донором. Отдача ядер в реакции

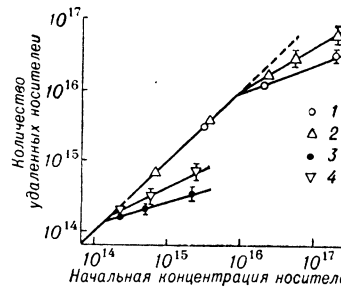


Рис. 27. Экспериментальные кривые зависимости количества носителей тока, удаленных в процессе облучения, от их начальной концентрации [10]; *1* — быстрые нейтроны, поток $6{,}7 \cdot 10^{17}$ *н/см*^{2}, *2* — быстрые и медленные нейтроны — тот же поток, *3* — быстрые нейтроны, поток $1 \cdot 10^{16}$ *н/см*^{2}, *4* — быстрые и медленные нейтроны — тот же поток.

(n, γ) может приводить к возникновению радиационных дефектов, действующих на электронные и оптич. свойства полупроводника.

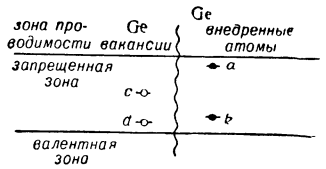


Рис. 28. Диаграмма уровней для вакансий и внедренных атомов в Ge [7]: *a*) если этот уровень занят, то внедренный атом нейтрален; *b*) если этот уровень свободен, то внедренный атом имеет двойной заряд; *c*) если этот уровень занят, то вблизи вакансии имеется двойной заряд электрона; *d*) если этот уровень свободен, то вблизи вакансии заряда нет.

Из общих соображений следует, что вакансиям и атомам в междоузлиях должны соответствовать системы из нескольких уровней в полосе запрещенных энергий кристалла (рис. 28). Экспериментальные данные, полученные для монокристаллов германия, кремния, антимонида, индия и ряда других полупроводников, подтверждают этот вывод, хотя положение уровней и их природу (напр., вероятность захвата ими электронов) не удается пока предсказать теоретически.

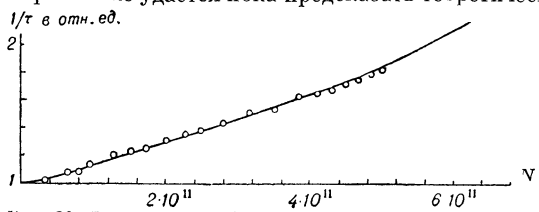


Рис. 29. Зависимость обратной величины времени жизни от интегральной дозы облучения нейтронами (τ — время жизни, N — полный поток нейтронов) [11].

Электрич. и оптич. свойства полупроводников (в особенности — достаточно чистых и совершенных монокристаллов) резко меняются в результате появления нарушений структуры уже в малых концентрациях. Наиболее чувствительными к действию проникающих И. являются: скорость объемной рекомбинации (рис. 29); спектры и кинетика примесной фотопроводимости [так, напр., при облучении *p*-типа Si быстрыми нейтронами в спектре фотопроводимости появляется сложная структура, связанная с возникновением новых уровней в запрещенной зоне (рис. 30)]; оптич. поглощение за длинноволновым краем основной полосы; концентрация равновесных носителей (рис. 31); подвижность носителей заряда. Возможность комплексного исследования изменения разных свойств, обусловленного одними и теми же дефектами, позволяет получить все более полную картину физич. явлений в реальных кристаллах полупроводников с неидеальной решеткой.

Рис. 30. Спектр фотопроводимости Si *p*-типа, облученного интегральным потоком быстрых нейтронов 10^{15} *нейтр/см*², снятый при 100° K (*1* — до облучения, *2* — после облучения). На оси абсцисс отложена энергия $h\nu$ квантов падающего света при измерении фотопроводимости; на оси ординат отложено изменение фотопроводимости σ в кристалле Si.

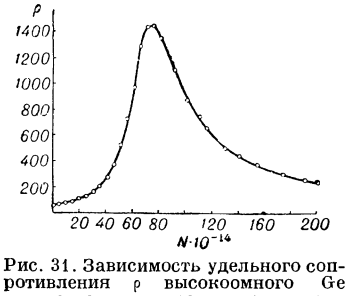


Рис. 31. Зависимость удельного сопротивления ρ высокоомного Ge *n*-типа от интегрального потока N быстрых нейтронов [7].

Нек-рые полупроводники в результате облучения их частицами высокой энергии приобретают новые свойства, которые могут представлять практический интерес. Так, напр., монокристаллы Si, облученные достаточно большими интегральными потоками нейтронов (10^{17} *н · см*$^{-2}$ и более), приобретают многие из качеств Si с «собственной» электропроводностью, еще не полученного методами выращивания кристаллов. Их удельное сопротивление возрастает; резко возрастает оптич. прозрачность в области 1,1—6,5 *мк*. Возникает дополнительная фотопроводимость, связанная с фотоионизацией уровней дефектов. Облучение кристаллов Ge с электронной электропроводностью, вследствие преобладания у дефектов акцепторных уровней, при достаточно большой дозе приводит к обращению типа электропроводности (переходу к дырочной электропроводности). Этот эффект может быть использован для создания *p* — *n*-переходов в кристаллах.

Отжиг кристаллов полупроводников при достаточно высокой темп-ре (напр., выше 200° С для кремния) приводит к постепенному восстановлению первоначальных свойств вследствие исчезновения дефектов (рис. 32). Часть дефектов может оставаться невосстановившейся вследствие: а) ухода промежуточных атомов или вакансий на поверхность; б) вследствие образования устойчивых ассоциаций дефектов с примесными атомами.

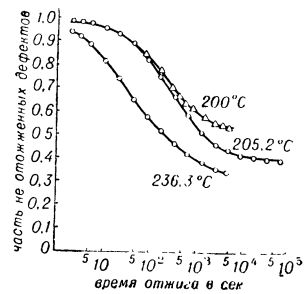


Рис. 32. Высокотемпературный отжиг *n*-типа Ge, определенный по восстановлению электропроводности по отношению к ее значению до облучения.

Лит.: 1) Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, пер. с англ., т. 1, М., 1955; 2) Shockley W., в кн.: International conference of semiconductor physics, Prague, 1960; 3) Вавилов В. С., Процессы радиационной ионизации в кристаллах германия и кремния, «УФН», 1961, т. 75, вып. 2, с. 263; 4) Вул Б. М. [и др.], «Атомная энергия», 1957, т. 2, № 6, с. 533; 5) Динс Дж., Винйард Дж., Радиационные эффекты в твердых телах, пер. с англ., М., 1960; 6) Ларк-Горовиц К., Облучение полупроводников нуклеонами, «УФН», 1953, т. 50, вып. 1; 7) James H. M., Lark-Horovitz K., «Z. phys. Chem.», 1951, Bd 198, H. 1/4, S. 107; 8) Вавилов В. С., Смирнов Л. С., «ЖТФ», 1957, т. 27, вып. 2, с. 427; 9) Линдер, Раппапорт и Лоферский, в кн.: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, состоявшейся в Женеве 8—20 авг. 1955 г., т. 15, М., 1957; 10) Чукичев М. В., Вавилов В. С., «ФТТ», 1961, т. 3, вып. 5, с. 1522; 11) Вавилов В. С. [и др.], «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 4, с. 702; 12) Brown W. L., Augustyniak W. M., Waite T. R., «J. Appl. Phys.», 1959, v. 30, № 8, p. 1258.

В. С. Вавилов, Л. К. Водопьянов.

Действие излучений на полимеры. Изменение свойств полимеров в результате действия на них И. обусловлено радиационно-химич. превращениями (см. *Радиационная химия*). И. инициирует ряд химич. реакций, изменяющих строение полимерных молекул, что, в свою очередь, ведет к изменению физич. свойств. Выход (см. ниже) радиационно-химич. реакций в полимерах, вообще говоря, того же порядка, что и в низкомолекулярных веществах аналогичного строения (за исключением тех, в к-рых И. инициирует цепные реакции, напр. полимеризацию). Однако при равном количестве химич. изменений (напр., разрывов молекул) у полимеров оказывается затронутым значит. большее количество молекул благодаря их бо́льшим размерам. В результате даже небольшие химич. изменения могут сильно влиять на физич. свойства полимеров — вязкость, растворимость и др. Радиационно-химич. изменения в полимерах, как и в др. веществах с ковалентными связями, могут вызываться любыми видами ионизирующих И. — гамма- и рентгеновскими

лучами, электронами, α-частицами, протонами, быстрыми нейтронами, ионизирующее действие к-рых обусловлено ядрами отдачи, осколками деления и др. В случае медленных нейтронов ионизирующими являются И. нек-рых продуктов ядерных превращений, происходящих под действием нейтронов.

Для ряда И. — быстрых электронов, гамма- и рентгеновых лучей, а также для смешанного реакторного И. установлена на опыте приблизительная эквивалентность их действия — т. н. энергетическое приближение, заключающееся в том, что различные виды И. вызывают одинаковые химич. изменения (как в смысле вида реакций, так и в количественном отношении) при условии поглощения веществом одинаковой энергии. В связи с этим за меру полученной веществом *дозы излучения* (интегральной дозы) принимают энергетич. дозу — количество энергии И., поглощенной 1 *г* вещества, измеряемое в *радах*. В широком интервале интенсивностей эффект облучения зависит не от мощности дозы, а от интегральной величины. В случае тяжелых частиц, способных создавать большое количество атомов отдачи и давать плотную ионизацию, энергетич. приближение может и не оправдываться. Количество экспериментов в этой области недостаточно для того, чтобы сделать определенное заключение.

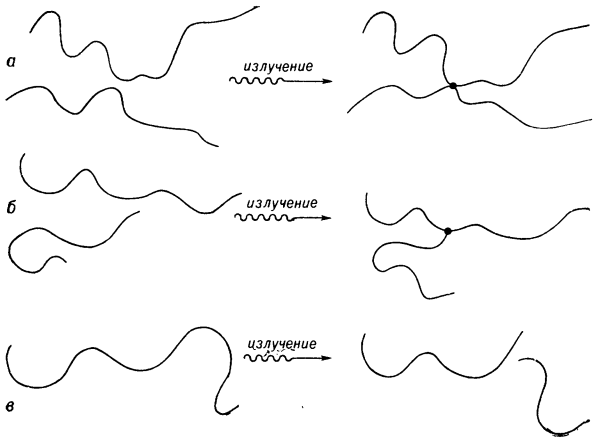


Рис. 33. Схема сшивания (*а*, *б*) и деструкции (*в*) полимерных молекул при облучении. Изображены начальное и конечное состояния молекулы.

При исследовании действия И. на полимеры широко применяются различные физич. и физико-химич. методы: измерение инфракрасных спектров поглощения, *парамагнитный резонанс электронный* и *парамагнитный резонанс ядерный*, измерение упругих свойств, растворимости, набухания, вязкости растворов и т. п.

Облучение вызывает ряд радиационно-химич. реакций: образование химич. связей между молекулами (сшивание), разрывы молекул (деструкция) (рис. 33), образование или уничтожение двойных связей различного типа, выделение газообразных продуктов (водорода и др.) и т. п. Выход всех этих реакций измеряется количеством соответствующих изменений на 100 *эв* поглощенной энергии (количеством сшивок, разрывов, выделившихся молекул H_2 и т. п.) и обозначается обычно соответственно $G_с$, $G_д$, G_{H_2} и т. д.

Направление радиационно-химич. изменений, как правило, не зависит от вида И., слабо зависит от агрегатного или фазового состояния полимера (исключая полимеры в растворах) и определяется, в первую очередь, строением полимерной молекулы. Оно слабо зависит от темп-ры, но может изменяться в зависимости от среды, в к-рой происходит облучение. В присутствии кислорода обычно уменьшается выход сшивания; иногда (полистирол) окислительная деструкция начинает преобладать над сшиванием. При облучении в активных средах может наблюдаться также зависимость эффекта от мощности дозы. Это обусловлено тем, что при заданной интегральной дозе облучение при малой мощности дозы является длительным, и молекулы кислорода или др. активной среды успевают диффундировать внутрь образца и реагировать с образующимися при облучении радикалами; облучение при большой мощности дозы является (при той же интегральной дозе) кратковременным и может приближаться по своим условиям, особенно для массивных образцов, к облучению в вакууме или в инертной среде. Выход радиационно-химич. реакций зависит от темп-ры, сравнительно медленно увеличиваясь с ее ростом.

Сшивание и деструкция — наиболее важные и подробно исследованные реакции в полимерах, сильнее всего изменяющие их физич. свойства. Как правило, у всех полимеров при облучении идут оба эти процесса; они протекают, однако, с неодинаковым выходом. В зависимости от преобладания того или др. процесса все полимеры принято делить на две группы — сшивающихся и деструктирующих (табл.). Такое разделение удобно в практич. отношении, но, когда выходы обоих процессов близки, напр. в случае поливинилхлорида или ДНК в твердом состоянии, оно становится слишком грубым.

Примеры сшивающихся и деструктирующих полимеров и выходы сшивания и деструкции в инертной среде при комнатной температуре (прочерк — отсутствие надежных данных).

Название полимера	Преобладающий процесс	Выходы		Примечание
		сшивания $G_с$	деструкции $G_д$	
Целлюлоза и ее производные	Деструкция	ок. 0	~11	$G_д$ относится к целлюлозе
Полиизобутилен	»	ок. 0	5,0 ± 0,25	
Политетрафторэтилен	»	—	—	
Полиметилметакрилат	»	ок. 0	1,6—2,5	
Поливинилхлорид	Сшивание	~0,6	—	Значения $G_с$ и $G_д$ близки
Полипропилен	»	0,6—1,3	—	
Полибутадиен	»	—	—	
Полихлоропрен	»	—	—	
Полидиметилсилоксан	»	2,5—3,5	ок. 0	
Сополимеры бутадиена с акрилонитрилом и со стиролом	»	—	—	
Полиизопрен (натуральный каучук)	»	1,5 (1.0 — 2,0)	—	
Полиэтилен	»	2.5—4,0	0,6—1,2	
Найлон	»	0,35	—	
Полиэтилентерефталат (терилен)	»	—	—	
Полистирол	»	0,05 ± 0,01	< 0,01	
Дезоксирибонуклеиновая кислота (ДНК) в твердом состоянии*	»	0,13	0,08	В растворе преобладает деструкция

* Приведенные данные относятся к действию электронов. В случае α-частиц $G_д = 0{,}15$.

В наст. время не существует теории, связывающей направление радиационно-химич. изменений в полимерах с их строением. Для объяснения сшивания и деструкции предложены схемы реакций, различные для разных полимеров. Отмечено нек-рое общее правило, согласно к-рому в полимерах винилового ряда, имеющих строение $-CH_2-CHR-$, наблюдается преимущественное сшивание, а в полимерах, имеющих строение $-CH_2-CR_1R_2-$, — деструкция. В последнем случае в цепи имеется четвертичный атом С, и при разрыве цепи громоздкие заместители предотвращают рекомбинацию образовавшихся полимерных радикалов. Так, полистирол сшивается, а поли-α-метилстирол деструктирует. Для объяснения закономерностей радиационного сшивания полиэтилена и, в частности, прямой пропорциональности скорости сшивания мощности дозы было высказано предположение, что «горячий» атом Н, вырванный при действии И., отрывает от исходной молекулы еще один

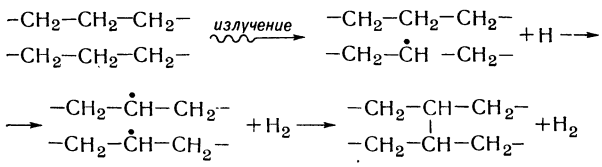


Рис. 34. Вероятная схема радиационного сшивания полиэтилена. Точкой обозначены свободные валентности (соответствующие молекулы являются свободными радикалами).

атом Н, образуя молекулу H_2; получившиеся полимерные радикалы рекомбинируют с образованием сшивки (рис. 34). При облучении полиэтилена идут и другие процессы, в частности выделение H_2 с образованием двойной связи в полимерной молекуле. В политетрафторэтилене (тефлоне), аналогичном по структуре полиэтилену, при облучении происходит не сшивание, а деструкция, что связано либо с напряженностью С—С-связей в тефлоне (за счет большого объема атомов F), либо с балансом энергии при сшивании и при выделении газа. В полиэтилене на разрыв С—Н-связи требуется 87 *ккал/моль*, а при образовании связи Н—Н выделяется 100 *ккал/моль*, т. е. сшивание по схеме рис. 34 энергетически выгодно. В тефлоне на разрыв связи С—F требуется 107 *ккал/моль*, а при образовании связи F—F выделяется всего 39 *ккал/моль*, т. е. процесс сшивания энергетически невыгоден. Исследование состава выделяющихся при облучении полидиметилсилоксана (силиконового каучука) газов — H_2, CH_4 и C_2H_6 и инфракрасных спектров каучука привело к заключению, что облученный силикон содержит сшивки вида (I) и (II), сшивки вида (III) менее вероятны (рис. 35).

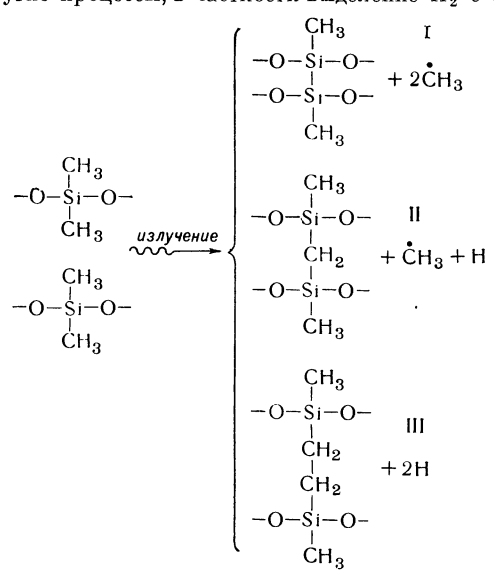


Рис. 35. Схема сшивания полидиметилсилоксана. Указаны выделяющиеся при сшивании радикалы, рекомбинация к-рых приводит к образованию H_2, CH_4 и C_2H_6.

Деструкция приводит к резкому изменению свойств: возрастают растворимость и текучесть, падают прочность и разрывное удлинение, в результате полимер превращается в вязкую жидкость или хрупкий порошок. Выход деструкции $G_д$ вычисляют по изменению молекулярного веса с увеличением дозы.

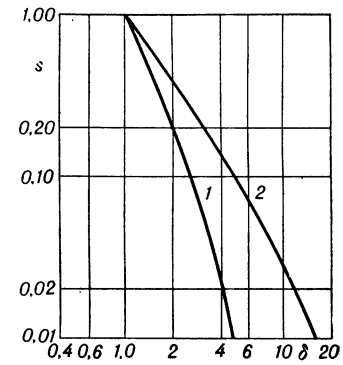


Рис. 36. Уменьшение доли растворимой части *s* полимера при сшивании (теория). δ — число сшитых звеньев, приходящихся на одну средневесовую молекулу. δ = 1 — условие гелеобразования. *1* — однородное, *2* — случайное исходное распределение по молекулярным весам. Доля геля равна 1—*s*.

Сшивание уменьшает растворимость и текучесть. Сначала образуются разветвленные молекулы и растет молекулярный вес, а затем, при достаточном числе сшивок, образуется сплошная пространственная сетка, т. е. возникает нерастворимый *гель*. Начало гелеобразования отвечает условию, когда на каждую средневесовую молекулу полимера (см. *Молекулярный вес полимеров*) приходится одно сшитое звено, т. е. одна сшивка приходится на две средневесовые молекулы. При этом в полимере появляется нерастворимая часть (рис. 36). Доза гелеобразования

$$r_{гель} = 0{,}48 \cdot 10^6 / G_c M_w \; Мрад, \qquad (1)$$

где M_w — средневесовой молекулярный вес, G_c — выход на 100 *эв*. Если в полимере одновременно идут процессы сшивания и деструкции, то $r_{гель}$ возрастает; когда число разрывов равно числу сшивок, $r_{гель} \to \infty$, т. е. растворимость полимера остается равной 100% при любой дозе.

Сшитый полимер, в к-ром создана пространственная сетка, обладает существенно иными свойствами, чем исходный, линейный: выше *температуры стеклования* (в каучукоподобном состоянии) под действием напряжений возникает равновесная высокоэластич. деформация, при действии растворителей набухание происходит лишь до известного предела (равновесное набухание). Величина равновесного модуля упругости E связана с плотностью сетки, характеризующейся средним молекулярным весом M_c отрезка цепи между двумя сшивками, соотношением

$$E = 3\rho RT / M_c \qquad (2)$$

(ρ — плотность полимера, R — газовая постоянная, T — темп-ра), а также с дозой r и выходом сшивок

$$E = 6{,}24 \cdot 10^{-6} \rho RT r G_c. \qquad (3)$$

По соотношению (3) находят G_c. Густоту сетки (или выход сшивок G_c) определяют также по величине равновесного набухания сшитого полимера. Если

эта величина лежит в пределах от 2 до 8, справедлива приближенная ф-ла

$$V^{5/3} = 0{,}48 \cdot 10^6 (0.5 - \mu)/\rho v G_c r, \qquad (4)$$

где V — степень набухания, т. е. отношение объема набухшего полимера к объему исходного образца, μ — константа взаимодействия полимера с растворителем, определяемая из независимого опыта, ρ — плотность полимера, v — молярный объем растворителя. Ф-лы (3) и (4) справедливы в предположении, что густота радиационной сетки пропорциональна дозе, что обычно справедливо до значит. доз.

При сшивании кристаллич. полимеров снижается темп-ра плавления кристаллов и уменьшается степень кристалличности. Полиэтилен при такой аморфизации приобретает высокоэластич. свойства, а затем, при больших дозах, переходит в стеклообразное состояние (как и многие другие каучукоподобные полимеры). При деструкции кристаллич. полимеров (политетрафторэтилен) наблюдается возрастание степени кристалличности. Твердые стеклообразные полимеры при деструкции уменьшают разрывное удлинение, т. е. становятся более хрупкими, хотя прочность при этом часто возрастает или не изменяется. При деструкции их уменьшаются как разрывное удлинение, так и прочность.

Радиационная стойкость полимеров измеряется величиной дозы, вызывающей заданное допустимое изменение того или иного свойства. Она изменяется в широких пределах и зависит от строения молекулы полимера, а также от рассматриваемого свойства (прочность, разрывное удлинение, модуль упругости и т. п.) и от величины допустимого изменения. Напр., из рис. 37 видно, что при облучении сильно падает разрывное удлинение. Поэтому оно является тем критич. свойством, по к-рому обычно судят о радиационной стойкости силиконовых резин. Если по условиям эксплуатации допустимо уменьшение разрывного удлинения на 25%, то радиационная стойкость данной резины равна 3—4 *Мрада*; при допустимом уменьшении 50% — стойкость 7—8 *Мрад*, при 75% — 30 *Мрад* и т. д.

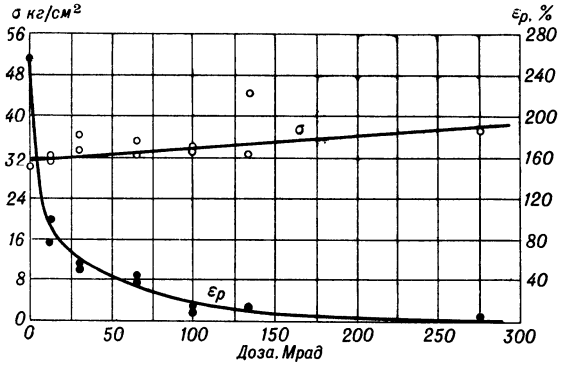


Рис. 37. Зависимость прочности (в расчете на начальное сечение образца) σ и разрывного удлинения $\varepsilon_р$ от дозы γ-облучения для наполненной силиконовой резины.

Обычно о радиационной стойкости полимеров и материалов на их основе судят по механич. свойствам, т. к. они наиболее чувствительны к облучению. Электрич. свойства, как, напр., пробивная прочность, до тех пор, пока сохраняются механич. свойства, изменяются мало; исключение составляют нек-рые хлорсодержащие полимеры, напр. поливинилхлорид, сопротивление к-рых резко падает за счет выделения HCl. Еще более резко под действием облучения изменяется характер поглощения света прозрачными полимерами: нек-рые полимеры (полиэтилен, полиметилметакрилат) при сравнительно малых дозах, когда механич. свойства почти не изменяются, окрашиваются.

Многочисленные данные по радиационной стойкости полимерных материалов, приводимые в рекомендуемой литературе, охватывают разнообразные марки выпускаемых промышленностью материалов, но позволяют получить лишь нек-рую общую ориентировку. Это обусловлено тем, что данные разных авторов относятся к композициям различного состава, с различными наполнителями, пластификаторами и др. добавками, а также к облучению в различных средах. Кроме того, при определении радиационной стойкости часто исходят из изменения различных свойств материала. Поэтому здесь не приводятся цифры, характеризующие конкретные марки материалов. При определенных сравнимых условиях в отсутствие окислительной деструкции радиационная стойкость различных полимеров характеризуется по порядку величины следующими данными (в мегарадах): политетрафторэтилен — сотые доли единицы—единицы; эфиры целлюлозы, полиметилметакрилат — единицы—десятки; монохлортрифторэтилен, силиконовые, полибутадиеновые, полихлоропреновые резины — десятки; поливинилхлорид — десятки—сотни; натуральная и бутадиенстирольная резины, полиэтилен, полиамиды, полиэтилентерефталат — сотни; фенолформальдегидные смолы — сотни—тысячи; полистирол, поливинилкарбазол — тысячи—десятки тысяч.

Механизм первичных процессов при действии ионизирующих И. на полимеры изучен сравнительно слабо, т. к. исследование процессов ионизации и возбуждения в конденсированной фазе связано с большими трудностями. Вслед за ионизацией и возбуждением происходят разрыв химич. связей и образование свободных радикалов. Дальнейшие реакции в основном являются, по-видимому, реакциями свободных радикалов между собой и с молекулами. Благодаря малой подвижности полимерных радикалов разрывы молекулярной цепи могут являться обратимыми вследствие рекомбинации разорванных концов («эффект клетки»). Важнейшая закономерность первичных процессов заключается в том, что, несмотря на хаотичное распределение мест ионизации и возбуждения молекул, образование радикалов всегда происходит в определенных местах молекулы и целиком определяется ее строением. Это означает, что за время между стадией ионизации и возбуждения и моментом разрыва связей происходит миграция энергии или заряда на нек-рое расстояние. Это явление представляет большой интерес, но исследовано еще недостаточно. Оно лежит в основе радиационной защиты молекул с помощью «эффекта губки», когда энергия возбуждения мигрирует к радиационно-стабильным группам (обычно ароматическим), где она рассеивается, приводя лишь к минимальному количеству необратимых изменений. Примером может служить малый выход радикалов и сшивок в полистироле (почти на два порядка меньше, чем в полиэтилене), где защитную роль играют фенильные группы. Установлено, что защитное действие фенильных групп распространяется на несколько связей С—С в парафиновой цепочке. Другие методы радиационной защиты основаны на введении малых добавок (бензохинон, стеариновая кислота и др.), реагирующих с уже образовавшимися радикалами и предотвращающих дальнейшие радиационно-химич. реакции. Однако действие таких добавок в полимерах, где подвижность молекул невелика, сравнительно мало эффективно.

При облучении полимеров в растворе радиационно-химич. превращения часто протекают иначе, чем

в блоке. В разбавленных растворах за счет удаления полимерных молекул друг от друга резко падает вероятность сшивания, в то время как деструкция может протекать столь же интенсивно, как в блоке. Поэтому доза гелеобразования при достаточно малой концентрации раствора стремится к бесконечности, т. е. гель не образуется (рис. 38). В растворах наряду с рассмотренным в статье прямым действием излучения важную роль приобретает косвенное действие, обусловленное взаимодействием полимерной молекулы с продуктами радиолиза растворителя.

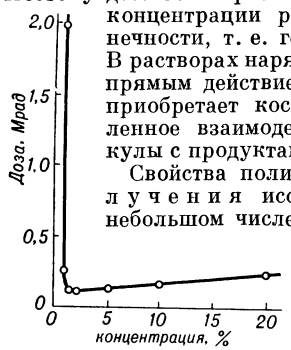


Рис. 38. Зависимость дозы гелеобразования в растворе поливинилпирролидона от концентрации раствора.

Свойства полимеров в процессе облучения исследовались в сравнительно небольшом числе работ. Наблюдалось возрастание электропроводности; установлена зависимость этого эффекта от мощности дозы. Наблюдалось также (при неизменной темп-ре) ускорение ряда кинетич. процессов — скорости крипа и механич. релаксации, скорости диффузии газов сквозь пленки полимеров, причем величина эффекта возрастала с увеличением мощности дозы.

Наиболее важные практические применения действия И. на полимеры — радиационное сшивание полиэтилена, радиационная вулканизация каучуков, в особенности не содержащих в молекуле двойных связей (напр., силиконовых), радиационная вулканизация ненасыщенных полиэфиров и радиационная графт-сополимеризация, позволяющая модифицировать свойства полимеров в широких пределах.

Лит.: 1) Бовей Ф., Действие ионизирующих излучений на природные и синтетические полимеры, пер. с англ., М., 1959; 2) Charlesby A., Atomic radiation and polymers, Oxf., 1960; 3) Карпов В. Л., Действие ядерных излучений на высокополимерные вещества. Сб. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, М., 1955; 4) Химия и технология полимеров. Сб. переводов № 1, М., 1958; 5) Действие излучения на материалы и детали. Сб. статей, пер. с англ., М., 1959; 6) Влияние ядерных излучений на материалы, пер. с англ., под ред. Дж. Хэрвуда, М., 1961; 7) Воздействие радиоактивных излучений на электроизоляционные материалы, [Сб. статей], М., 1959. *Ю. С. Лазуркин.*

II. Биологическое действие излучений.

Основные особенности лучевого поражения. И. оказывает поражающее действие на все живые объекты, как на простейшие (вирусы и бактерии), так и на млекопитающих и человека. Основными факторами, определяющими степень поражения, являются поглощенная *доза излучения* и восприимчивость данного объекта к действию радиации — т. н. радиочувствительность. При достаточно большой дозе облучения все организмы погибают. Потеря биологич. активности (инактивация) ряда вирусов и даже бактерий может произойти в результате лишь единичного акта ионизации. Гибель сложных организмов происходит в результате множественной ионизации в их объеме.

Поражающее действие ионизирующего И. обнаруживается на всех уровнях организации живых объектов — молекулярном (см. ниже), клеточном и в целом организме. В клетке прежде всего нарушается механизм ее деления — наиболее радиочувствительная функция. В ряде случаев замедление темпа деления клеток наблюдается при поглощенной дозе уже в неск. *рад*. При сравнительно малых дозах облучения удается уловить изменения также и в синтезе белков и нуклеиновых кислот. В то же время механизмы ряда др. процессов в клетке, напр. дыхания или фотосинтеза, очень устойчивы к действию И. Генетич. нарушения в клетках, вызываемые И. (различные мутации и др.), наблюдаются обычно уже при столь малых дозах облучения, что в отношении этих повреждений порог действия радиации практически отсутствует.

Большинство исследователей разделяют точку зрения о большей радиочувствительности клеточного ядра по сравнению с цитоплазмой (клеточной протоплазмой). В частности, в опытах с раздельным облучением ядра и цитоплазмы было обнаружено, что гибель клетки наступает в первом случае при дозах в десятки и сотни раз меньших. В то же время путем переливания плазмы от необлученных амеб к облученным удавалось восстановить способность клеток к делению. Таким образом, судьба клетки зависит не только от поражения ядра, но и от изменений, вызванных облучением в цитоплазме. Гибель высших организмов при общем облучении наступает в результате одновременного поражения многих клеток, органов и тканей, а также нарушения общей регуляции различных процессов в организме. Наиболее уязвимы кроветворная система (костный мозг, селезенка, лимфатич. железы), эпителий половых желез и слизистой оболочки кишечника, менее чувствительны нервная и мышечная ткани.

В зависимости от дозы гибель может наступать сразу после облучения или через нек-рое время (латентный период). При бо́льших дозах гибель наступает в более короткие сроки, при меньших — животное может выжить, претерпев лишь частичное повреждение (рис. 1). Радиочувствительность обычно оценивается по т. н. кривой выживаемости (рис. 2) — зависимости числа выживших особей от дозы облучения. Различные виды млекопитающих обладают разной радиочувствительностью (табл.).

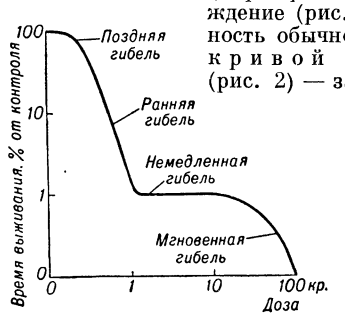


Рис. 1. Влияние общего рентгеновского облучения на время выживания животных. Эксперименты, в основном, на мышах. Время выживания дано в процентах от продолжительности жизни контрольных животных, не подвергавшихся облучению.

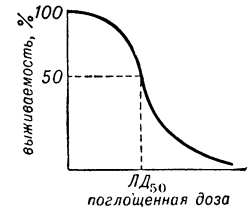


Рис. 2. Зависимость числа выживших особей (в процентах от подвергшихся облучению) от дозы. $ЛД_{50}$ — доза, вызывающая гибель 50% особей.

Значения $ЛД_{50/30}$ (летальной дозы, вызывающей гибель 50% облученных организмов в течение 30 дней после облучения) для нек-рых видов млекопитающих при общем облучении рентгеновыми лучами.

Виды млекопитающих	$ЛД_{50/30}$ (*рентген*)	Виды млекопитающих	$ЛД_{50/30}$ (*рентген*)
Мышь	400— 650	Свинья	275
Крыса	600—1000	Обезьяна *	500
Морская свинка	170— 410	Человек	400—500
Собака	300—430		

* γ-излучение.

При дозах, близких к $ЛД_{50}$, гибель млекопитающих наступает в основном в результате разрушения клеток костного мозга, ответственных за кроветворение.

При дозах в неск. тысяч *рад* определяющим является поражение кишечника, при еще бо́льших дозах — нарушение деятельности нервной системы и т. д. Если животное пережило «острый» этап болезни, то на первый план выдвигается гибель от инфекций, различных осложнений, позднее — от раковых образований и т. д. При локальном облучении отдельных органов или тканей организм не погибает и при гораздо бо́льших дозах, чем $ЛД_{50}$. В то же время локальное облучение может приводить к изменениям, возникающим в др. частях организма, не подвергавшихся облучению. Механизм такого дистанционного действия еще недостаточно ясен. При облучении как растительных, так и животных объектов наблюдается образование токсич. элементов, природа к-рых до сих пор неизвестна. Так, введение в здоровый организм определенных экстрактов из облученной ткани вызывает в нем лучевые симптомы, в частности тормозит деление клеток. До сих пор не выяснена причина возникновения различных осложнений, проявляющихся через длительное время после облучения (раннее старение, образование опухолей, понижение сопротивляемости к инфекциям и т. п.).

В сложных организмах глубина поражения уменьшается за счет различных восстановительных и компенсаторных процессов, поэтому растянутое во времени действие небольших доз приводит, как правило, к меньшему поражению, чем однократное облучение в суммарной дозе. Однако восстановление обычно не дает полной компенсации, в связи с чем хронич. облучение в малых дозах также представляет значительную опасность, особенно в отношении генетических и отдаленных последствий. Степень поражения может быть уменьшена защитными веществами (протекторами), уменьшающими радиочувствительность клеточных популяций и сложных организмов, включая млекопитающих и человека: серусодержащими веществами, в состав к-рых входят амино- и SH-группы (цистеамин, аминоэтилизотиуроний и др.); активными восстановителями, веществами, связывающими кислород, а также уменьшающими его парциальное давление в крови путем воздействия на регулирующие отделы центральной нервной системы; в ряде случаев эффективными оказываются пересадка костного мозга от здоровых организмов, переливание крови.

Первичные физические механизмы биологического действия И. В основе поражения организма лежат первичные процессы повреждения молекулярных и клеточных структур. Важнейшие биологич. макромолекулы — белки, ферменты, нуклеиновые кислоты, полисахариды и др. — претерпевают под действием И. ряд изменений, большинство к-рых необратимо. Эти изменения происходят как внутри клетки, так и в модельных опытах — при облучении отдельных указанных веществ, выделенных из организма. Наиболее важными следствиями облучения биологич. макромолекул являются потеря ими биологич. активности (ферментативной, гормональной и др.), деполимеризация и, наоборот, образование новых химич. связей и «сшивок», дезаминирование, радиационное окисление и др. Различают два пути воздействия И. на биологич. объекты: прямой, при к-ром поглощение энергии излучения в актах ионизации или возбуждения происходит в самых макромолекулах, и косвенный, при к-ром энергия поглощается присутствующей в облучаемом объекте водой, а повреждение происходит в результате воздействия на объект продуктов *радиолиза* воды.

С начала 20-х и до середины 40-х годов нашего столетия в радиобиологии господствовало представление о прямом действии излучений, наиболее последовательно развитое в т. н. теории мишени. Согласно этой теории, в биологич. объектах имеются особо чувствительные объемы — «мишени». Возникновение ионизации в эффективном объеме такой мишени приводит к поражению всего объекта. Принимается, что возбуждение атомов к поражению еще не приводит. Важность ионизации доказывается опытами с облучением белковых молекул медленными электронами или ультрафиолетовыми лучами большой энергии. Инактивация наступает при энергии кванта или электрона выше 10—11 *эв* — величины, близкой к ионизационному потенциалу легких атомов, входящих в состав органич. веществ в клетке. При меньшей энергии никакого эффекта действия радиации не наблюдается. В зависимости от числа актов ионизации, необходимых для повреждения, различают одно- и многоударные объекты. Кривая выживаемости одноударных объектов представляет собой экспоненц. зависимость выживаемости от дозы облучения, для многоударных кривая имеет форму, изображенную на рис. 2.

По отношению к биологич. объектам различной «ударности» И. с разной линейной плотностью ионизации обладают неодинаковой эффективностью. При инактивации вирусов, ферментов и др. одноударных объектов И. с малой линейной плотностью ионизации более эффективны. В сложных живых системах наблюдается обратное (рис. 3). Относительная биологическая эффективность (ОБЭ) двух видов И. определяется как обратное отношение соответствующих доз этих И., вызывающих один и тот же радиационный эффект. Обычно сравнение производится с эффектом от рентгеновских лучей с энергией 220—250 *кэв*. В отношении лучевой болезни, наследственных повреждений и т. п. наибольшей ОБЭ обладают α-частицы, затем—нейтроны. ОБЭ зависит не только от выбранного критерия повреждения, но и от условий облучения, напр. присутствия кислорода. В ряде случаев ОБЭ α-излучений и нейтронов достигает 8—10.

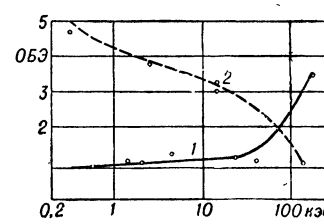


Рис. 3. Относительная биологическая эффективность (ОБЭ) излучений с различной линейной потерей энергии для многоударных (*1* — диплоидные дрожжевые клетки) и одноударных (*2* — кишечная палочка) организмов.

Сравнивая эффективность нескольких видов И., различающихся своей удельной ионизацией, по теории мишени можно вычислить размер предполагаемой мишени, а также определить (в предположении о равной чувствительности всех участков мишени), расположена ли она компактно или состоит из нескольких распределенных по объекту центров с тем же суммарным объемом. Оказалось, что для целого ряда макромолекул белков, ферментов, нуклеиновых кислот, а также вирусов величина чувствительного объема, рассчитанная по теории мишени, совпадает с полным их объемом, установленным иными физико-химич. методами. Представления теории мишени были перенесены с модельных опытов на живые клетки. В этом случае величина жизненно важного чувствительного объема — мишени — обычно оказывалась значительно меньше общих размеров объекта.

С середины 40-х гг. в радиобиологию были перенесены заимствованные из радиационной химии представления об активных радикалах, образующихся при радиолизе воды, и теория косвенного действия И. стала господствующей. При косвенном действии поражение макромолекул и живых структур клетки осуществляется радикалами $\dot{H}$, $\dot{O}H$ и $H\dot{O}_2$, а также

перекисью водорода, образующимися в результате ионизации молекул воды и последующих радиационно-химич. превращений. В настоящее время основное повреждающее действие обычно приписывают радикалу ОН; хотя есть объекты (напр., бактериофаг), особо чувствительные к действию радикала Н. Радикалу HO_2 вначале придавали особо важное значение. Однако с течением времени его роль в радиобиологическом эффекте становится все более проблематичной.

Представление о косвенном действии излучений опиралось на существование трех явлений, к-рые, казалось, не находили объяснения с позиций теории «прямого» действия. Это — эффект разведения, кислородный эффект и возможность модификации первичного повреждения защитными веществами. Эффект разведения состоит в том, что число пораженных макромолекул, облучаемых в растворе, зависит лишь от дозы облучения, но не зависит от концентрации самих молекул (в определенных, характерных для каждого объекта пределах); при прямом же действии И. число инактивируемых молекул должно расти пропорционально их концентрации. Кислородный эффект — уменьшение лучевого поражения при понижении концентрации кислорода в среде — проявляется при воздействии И. с малой удельной ионизацией почти на все виды живой материи и многие макромолекулы биологич. происхождения. В большинстве случаев при замене бескислородной среды на обычный воздух радиочувствительность повышается в 2—3 раза. Дальнейшее увеличение концентрации O_2 обычно уже не оказывает влияния (рис. 4). Первоначальное предположение об участии кислорода в процессах обмена веществ, усугубляющих поражение, постепенно сменилось точкой зрения о физико-химич. природе этого явления, в частности благодаря обнаружению кислородного эффекта и в модельных системах. В теории косвенного действия влияние O_2 объяснялось его вмешательством в ход радиолиза воды и образованием радикала HO_2, к-рому приписывалась большая токсичность. При облучении сильноионизующими частицами (протонами, дейтронами, α-лучами) кислородный эффект не обнаруживается: степень поражения почти не зависит от того, произошло ли облучение в вакууме, кислороде или азоте (рис. 5). С позиций теории косвенного действия предполагается, что в треке этих частиц плотность радикалов столь велика, что даже при удалении растворенного кислорода последний появляется в достаточном количестве за счет разложения образующейся перекиси водорода и др. реакций с образованием кислорода, идущих при радиолизе воды. В результате поражение оказывается максимальным в обоих случаях — при облучении в кислороде и после его удаления. Уменьшение лучевого поражения введением в облучаемый объект или окружающую его среду защитных веществ с позиций теории косвенного действия трактовалось как результат конкурентного перехвата защитными веществами свободных радикалов или уменьшения поражающего действия кислорода за счет меньшего образования радикала HO_2 и т. п. Это находило подтверждение в неэффективности защиты от сильноионизующих частиц (т. е. в случаях, когда не наблюдается и «кислородный эффект»), а также в отсутствии защитного действия протекторов после облучения.

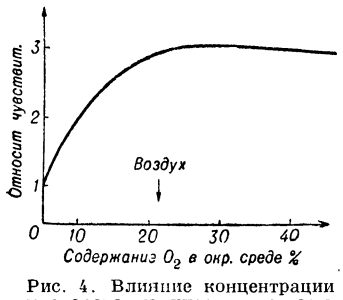


Рис. 4. Влияние концентрации кислорода на чувствительность различных тканей к облучению.

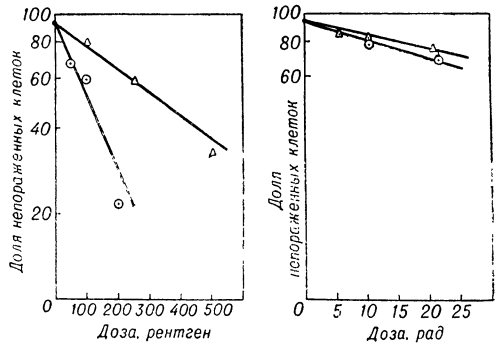


Рис. 5. Поражение опухолевых клеток различными излучениями в присутствии (⊙) и отсутствии (Δ) кислорода; слева — рентгеновские лучи, справа — нейтроны.

В какой мере в живых клетках, содержащих воду, поражения осуществляются прямым или косвенным путем, установить трудно. Малое время жизни свободных радикалов в водной среде и ограниченность, вследствие этого, их диффузионного пробега приводят к тому, что поражение белковым и др. макромолекулам могут нанести только радикалы, образовавшиеся в достаточной близости от их поверхности. В отношении же прямого действия (ср. выше) часто эффективен весь объем макромолекулы. Поэтому соотношение прямого и косвенного действий должно зависеть и от формы и размеров молекул. В разбавленных водных растворах макромолекул обычно преобладает косвенное действие, в то время как при облучении с замораживанием, когда диффузия радикалов резко замедлена, а также в сухих объектах осуществляется прямое поражение. Присутствие в клетке большого числа органич. продуктов обмена веществ также уменьшает эффективность косвенного действия на уникальные жизненно важные макромолекулы. По приближенной оценке в живых клетках длина эффективного пробега радикалов, образующихся в результате радиолиза воды, очень мала и не превышает 25—30 Å. Ныне укрепляется точка зрения о преобладающем влиянии в клетке прямого действия радиации. Однако ни «кислородный эффект», ни влияние защитных веществ и др. факторов, модифицирующих первичное поражение, теперь уже не считаются критериями, по к-рым можно было бы отделить прямое действие от косвенного; эффект же разведения может применяться для этой цели лишь в модельных опытах с водными растворами макромолекул, но не в живой клетке.

В связи с широким внедрением физич. и физико-химич. подходов и методов исследования в радиобиологии произошел новый пересмотр представлений о механизмах биологич. действия И. Прежде всего широко распространилось представление о миграции энергии по биологич. структурам: энергия, поглощенная в одной из частей белковой молекулы, может реализоваться в другой ее части, а при наличии комплекса с другими веществами — мигрировать к другой молекуле. Напр., при облучении гигантской белковой молекулы гемоцианина α-лучами независимо от места попадания α-частиц всегда происходит разрыв одних и тех же связей, соединяющих две половины молекулы — полимера. О существовании миграции энергии по макромолекуле свидетельствует также одноударность инактивации сложных

молекул ферментов, поскольку ионизация происходит в произвольном месте, а центр ферментативной активности локализован, по-видимому, в одном из участков поверхности белковой молекулы. Размеры мишеней при облучении ферментов в растворе изменяются в зависимости от того, находится ли данный фермент в комплексе со своим субстратом или нет. Напр., в случае фермент-субстратной системы (гиалуронидаза — гиалуроновая кислота) инактивация фермента резко усиливается, если облучение производится при взаимодействии фермента с субстратом. При наличии комплекса к объему мишени фермента прибавляется величина, равная объему мишени субстрата. В др. случаях комплексообразование с субстратом приводит к защите фермента. Миграцией энергии можно объяснить зависимость радиочувствительности сухих объектов, в к-рых косвенное действие И. исключено, от органич. примесей, присутствовавших в растворах перед высушиванием. Одни из примесей защищают, другие — усиливают поражение.

Особенно наглядно существование миграции энергии по самим макромолекулам показано в опытах с применением электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Детальный механизм миграции энергии, переданной объекту И., по биологич. структурам еще недостаточно ясен, и возможен ряд таких механизмов. Однако утилизация этой энергии уже после соответствующих миграционных процессов, по-видимому, представляет собой универсальное явление, а не отдельный частный случай. Особенно это должно сказаться при облучении живых клеток, где макромолекулы входят в состав тонких субмикроскопич. структур, характеризующихся упорядоченной организацией и пространственным сопряжением. В этих условиях поражение может резко усиливаться за счет миграции энергии к наиболее чувствительным жизненно важным участкам микроструктуры.

Важную роль в пересмотре старых понятий сыграло представление о долгоживущих скрытых повреждениях макромолекул и физико-химич. природе ряда явлений последействия. Известно, что в ряде случаев поражение не ограничивается временем облучения, а в определенных условиях завершается и после его окончания. Наряду с объяснением, относящим это явление за счет процессов обмена веществ, возникло новое представление о первоначальном образовании обратимых скрытых повреждений макромолекул, связанных с длительной консервацией в них части поглощенной энергии. Необратимое поражение реализуется лишь при дополнительном воздействии тепла, кислорода и др. агентов. Так, напр., инактивация даже «одноударного» фермента — миозина — происходит при облучении в два этапа: сначала создается длительно-живущее (в анаэробных условиях — сутками) «возбужденное» состояние белковой молекулы, способное к взаимодействию с молекулярным кислородом; при этом ферментативная активность еще не теряется. Инактивация происходит лишь при последующем взаимодействии с кислородом. Аналогичные явления образования долгоживущих скрытых повреждений и «кислородного последействия» наблюдались также при облучении сухих семян, раковых клеток млекопитающих и др. объектов. Во всех этих случаях действие кислорода не было связано с радиолизом воды, поскольку время жизни свободных радикалов $\dot{H}$, $\dot{O}H$ и $H\dot{O}_2$ очень мало, и после окончания облучения их уже нет. В соответствии с этим обнаружен кислородный эффект также и при облучении сухих объектов (ферментов, бактериальных спор и др.), т. е. в условиях чисто прямого действия И. Проявление скрытых повреждений и превращение их в явные происходит под действием не только кислорода, но и тепла, причем оба эти агента влияют независимо, воздействуя на разные виды скрытых повреждений, возникающих в одних и тех же макромолекулах.

Длительная консервация повреждения в потенциальной обратимой форме дает принципиальную возможность осуществить, по крайней мере, частичную защиту объекта не только во время облучения, но и после него. Эта возможность была реализована в опытах, в к-рых введение протектора в комплекс с ранее облученным ферментом «снимало» с последнего скрытые в нем потенциальные повреждения. Объяснение подобного «миграционного» механизма защиты после облучения также выходит за рамки обычных представлений о перехвате водных радикалов или кислорода как средстве защиты от косвенного действия радиации.

Природа скрытых повреждений, возникающих в макромолекулах и биологич. объектах, еще недостаточно изучена. Однако применение метода электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) дает основание связать их с нарушениями электронной структуры объектов, подвергшихся облучению. Так, было обнаружено, что при облучении белковых молекул не только в сухом виде, но даже в растворе в них возникают и длительно сохраняются неспаренные электроны. Часть их исчезает из объекта при воздействии кислорода; другая часть, не зависящая от кислорода, исчезает под действием тепла. Одновременно с их исчезновением проявляются скрытые повреждения, т. е. осуществляется последействие, «тепловое» или «кислородное». Число неспаренных электронов, возникающих в сухих объектах (семенах, белковых препаратах и др.) после их облучения, может быть искусственно уменьшено, напр., введением окиси азота или увеличением влажности, если эти агенты применяются до воздействия кислорода или тепла, приводящих к необратимым повреждениям. Степень же поражения объекта, как оказывается, коррелирует не с первоначальным числом возникших неспаренных электронов, а с числом оставшихся после воздействия защитных агентов. Этим, по-видимому, объясняется и резкая зависимость радиочувствительности живых объектов, допускающих высушивание, от содержания в них воды. Так, при увеличении влажности от 1—2% до 12—20% резко уменьшается поражение бактерий, семян и пыльцы растений, яиц морского рачка и др., и лишь при дальнейшем повышении влажности чувствительность начинает возрастать, по-видимому, уже за счет косвенного действия радиации (рис. 6). Наиболее эффективные из известных защитных веществ (цистеамин, аминоэтилизотиуроний и др.), осажденные вместе с белками из растворов, также изменяют вид спектра ЭПР, получающийся в результате облучения полученных сухих препаратов. В механич. же смесях этих веществ с белками этого не происходит. Серусодержащая аминокислота (цистеин), оказывая защиту, также оттягивает на себя неспаренные электроны белка. Таким образом, консервация неспаренных электронов и их связь с биологич. поражением находят все новые подтверждения. Однако до сих пор неясно, каковы физич. механизмы воздей-

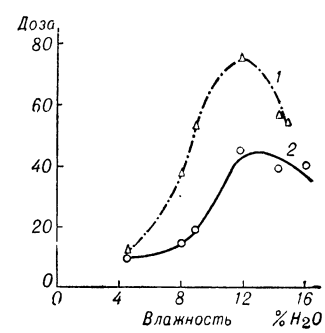


Рис. 6. Зависимость радиоустойчивости семян от их влажности при облучении в отсутствии (1) и в присутствии (2) кислорода. По оси ординат отложены дозы (в кр), под влиянием которых рост растения уменьшается вдвое.

ствия различных агентов (напр., тепла, кислорода, воды, химич. защитных веществ и др.) на скрытые повреждения макромолекул. В обычных условиях одновременно действуют много агентов, одни из к-рых защищают, а другие переводят необратимо скрытые повреждения в явные; действие нек-рых агентов взаимно связано, напр. защитная роль воды, обусловленная, по-видимому, рекомбинацией части радикалов в ее присутствии, сама зависит от темп-ры; поражающее действие кислорода зависит от наличия воды и т. д. Ясно, что одних лишь представлений теории мишени или косвенного действия И. для объяснения всех этих закономерностей совершенно недостаточно.

Степень поражения зависит также от физиологич. состояния клетки, интенсивности обменных процессов, фазы деления клетки в момент облучения и пр. Напр., форма кривой выживаемости кишечной палочки (классич. «одноударного» объекта) зависит от того, на какой питательной среде выращивались эти бактерии до облучения. Добавление в среду глюкозы изменяло форму кривой выживаемости, превращая ее из экспоненты в кривую, подобную кривой на рис. 2. В др. случаях обнаруживалась зависимость конечного эффекта от условий обмена веществ после облучения. В частности, интенсификация обмена веществ, как правило, усиливает поражение.

Общие теории биологического действия И. должны объяснять не только способ действия радиации (прямое или косвенное действие; происходит с участием процессов консервации или миграции энергии и т. п.), но и точки ее приложения, определяющие собой всю цепь событий. Существует неск. таких теорий, различающихся по тому, что́ принимается в них за наиболее уязвимое звено в клетке. Общим у них является предпосылка о существовании в клетке небольшого числа особо чувствительных структур, поражение к-рых приводит клетку тем или иным путем к гибели. Эта предпосылка основывается на очень большой эффективности использования энергии И. для нанесения поражения клетке. Если бы при дозе излучения, угнетающей деление клеток, даже вся поглощенная энергия превращалась в тепло, то это соответствовало бы повышению темп-ры лишь на 0,001°. При этих дозах в клетке поражается всего несколько сот белковых молекул, что примерно в миллион раз меньше их общего количества. Да и из них лишь небольшая доля является необходимой для жизни клетки. Отсюда следует, что за поражение могут быть ответственны лишь те макромолекулы или структуры, к-рые немногочисленны и занимают ключевое положение в жизнедеятельности клетки. Теория мишени, когда она применялась для объяснения механизма поражения клеток, также опиралась на представление о существовании уникальных структур, но она ничего не говорила об их природе. Размеры чувствительных объемов в клеточных ядрах часто совпадали по порядку величины с размерами участков хромосом, связанных с передачей наследственной информации. Возникло мнение о том, что за поражение клетки ответствен разрыв хромосом в результате прохождения через них треков ионизующих частиц. Бо́льшая эффективность сильно ионизующих частиц в отношении гибели клетки связывалась с многоударностью процесса разрыва хромосом при прямом попадании. Однако в дальнейшем было показано, что гибель клетки осуществляется и в тех случаях, когда треки частиц минуют хромосомы. Кроме того, число разрывов хромосом оказалось зависящим от концентрации кислорода, условий питания клеток и т. п.

Большая роль клеточного ядра в поражении и высокая радиочувствительность процессов синтеза нуклеиновых кислот, составляющих основной костяк хромосом, побудили ряд авторов считать первопричиной гибели клетки угнетение этих процессов. Было показано также, что наряду с замедлением синтеза происходит и изменение состава вновь синтезируемых нуклеиновых кислот. Однако гипотеза об угнетении синтеза нуклеиновых кислот как первичной причине поражения встретилась с той трудностью, что максимумы интенсивности этого синтеза и радиочувствительности клеток не совпадают по времени в цикле развития клетки.

Успех теории косвенного действия радиации сопровождался распространением мнения о том, что за гибель клетки ответственна инактивация ферментов, особенно содержащих SH-группы и играющих важную роль во многих сопряженных биохимич. процессах обмена веществ. Нарушение тех ферментативных реакций, к-рые лимитируют скорость обмена веществ, могло бы явиться «спусковым крючком» для гибели всей клетки. Однако было показано, что при дозах, смертельных для клетки, активность ферментов сразу после облучения не снижается, а порой даже временно возрастает. Кроме того, гибель клеток с большей эффективностью вызывается излучениями с большой удельной ионизацией, в то время как для поражения ферментов справедливо обратное. Нек-рые авторы приписывают решающее значение цепным реакциям окисления жирных кислот, имеющихся в клетке, и токсичности продуктов этого окисления для всего организма.

Усиленно развивается представление о поражении клеточных мембран как вероятной причине гибели клетки. Живая клетка характеризуется сложной пространственной организацией гетерогенных структур. Локальное нарушение мембран, составляющих поверхности раздела этих структур, может привести к полной дезорганизации цепи сопряженных во времени и пространстве ферментативных реакций. Этим может быть объяснена большая эффективность действия И. Большую роль в таком механизме приобретает миграция энергии, поглощенной в результате прямого или косвенного действия, к слабым местам всей структуры, нарушение к-рых приводит к прорыву «плотины». Этот прорыв открывает доступ ферментов к субстратам, в обычных условиях защищенным от них. Среди первых же результатов такой дезорганизации следует считать нарушение синтеза нуклеиновых кислот и белковых соединений, сказывающееся в торможении клеточного деления.

Применение биологического действия И. в науке и народном хозяйстве. Среди патологич. изменений, вызываемых облучением в живых организмах, встречаются такие, к-рые в каком-то отношении являются выгодными для человека. Так, напр., под действием определенных доз облучения в нек-рых случаях на растениях наблюдается «стимуляционный» эффект (более раннее созревание, увеличение зеленой массы, накопление нек-рых продуктов обмена веществ, полезных для человека, и т. п.). Большое практич. значение имеет применение биологич. действия И. для выведения хозяйственно-полезных мутантов растений, бактерий и др. В частности, так были получены штаммы бактерий, вырабатывающих пенициллин. Поражающее действие радиации используется в радиотерапии злокачественных опухолей, а также для лучевой стерилизации лекарственных препаратов и перевязочных материалов, дезинсекции зерна, предотвращения прорастания картофеля и др. В научных исследованиях биологич. действие И. применяется для определения размеров макромолекул, вирусов и бактерий, изучения топографии радиочувствительных структур в клетке, исследования процессов миграции энергии в белках и нуклеиновых кислотах, выяснения

роли отдельных клеточных образований в эмбриогенезе и др.

Лит.: 1) Lea D. E., Actions of radiations on living cells, 2 ed., Camb., 1955; 2) Bacq Z. M., Alexander P., Fundamentals of radiobiology, L., 1955; 3) Radiation biology, ed. by A. Hollaender [a. o.], v. 1, N. Y., 1954; 4) Радиобиология. [Сб. статей], пер. с англ., под ред. Г. М. Франка, М., 1955; 5) Очерки по радиобиологии, М., 1956; 6) Александер П. А., Ядерное излучение и жизнь, пер. с англ., М., 1959.

Периодические издания: 1) «Radiation Research», 2) «Биофизика», 3) «Радиобиология». *Л. Х. Эйдус.*

ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕОРИЯ — раздел электродинамики, посвященный теории процессов взаимодействия вещества с электромагнитным полем, т. е. с классич. точки зрения — с электромагнитными волнами, а с квантовой — с фотонами. Соответственно в классич. И. т. рассматриваются процессы возникновения и преобразования веществом электромагнитных волн, в квантовой И. т. — процессы рождения и уничтожения фотонов. Термин «излучение» применяют как в узком смысле слова для обозначения только процесса возникновения электромагнитного поля (излучение электромагнитных волн веществом, излучение фотонов атомами и т. д.), так и в более широком, говоря о процессах поглощения и рассеяния как о процессах излучения. И. т. в широком смысле слова рассматривает как процессы взаимодействия вещества с электромагнитным полем (с излучением), так и само электромагнитное поле.

Согласно классич. электродинамике, для системы заряженных частиц электромагнитное излучение возникает при изменении со временем электрических и магнитных моментов этой системы. Движущаяся заряженная частица излучает электромагнитные волны, если ее ускорение отлично от нуля; энергия I, теряемая ею в единицу времени на излучение, в нулевом (дипольном) приближении пропорциональна квадрату ускорения и выражается ф-лой:

$$I = \frac{2}{3c^3}\left|\frac{d^2\boldsymbol{p}}{dt^2}\right|^2 = \frac{2e^2}{3c^3}\left|\frac{d^2\boldsymbol{r}}{dt^2}\right|^2, \qquad (1)$$

где e — заряд частицы, а $\boldsymbol{p} = e\boldsymbol{r}$ — дипольный момент (см. *Дипольное излучение*). Для осциллятора ($r = r_0 \sin \omega t$; $p = p_0 \sin \omega t$, ω — круговая частота колебаний) средняя по времени ($\sin^2 \omega t = {}^1/_2$) излучаемая энергия $\overline{I}$ равна

$$\overline{I} = \frac{\omega^4}{3c^3}|\boldsymbol{p}_0|^2 = \frac{e^2\omega^4}{3c^3}|\boldsymbol{r}_0|^2. \qquad (2)$$

Характерна пропорциональность энергии излучения четвертой степени частоты и квадрату амплитуды колебаний. Отметим, что ф-лы (1) и (2), выраженные через $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{p}_0$, справедливы как в микроскопической, так и в макроскопич. теориях. В последнем случае дипольный момент и его амплитуда характеризуют макроскопич. излучающую систему; простейшим примером такой системы является *Герца вибратор*. При рассмотрении *излучения радиоволн* излучающей системой является *антенна*.

Дипольное приближение справедливо, когда можно пренебречь размерами излучающей системы r_0 по сравнению с длиной волны ($\lambda = 2\pi c/\omega$, c — скорость света), что означает пренебрежение запаздыванием электромагнитных волн на расстояниях порядка r_0. При учете запаздывания задача об излучении может быть приближенно решена при $r_0 \ll \lambda$, если искать решение по степеням малого параметра $\beta = r_0/\lambda$. В нулевом приближении ($\beta = 0$) получится электрическое дипольное излучение, в первом приближении — магнитное дипольное излучение и электрическое квадрупольное излучение. При этом магнитное дипольное излучение определяется изменением магнитного момента $\boldsymbol{M}$ излучающей системы и выражается ф-лами, аналогичными (1) и (2), с заменой $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{p}_0$ через $\boldsymbol{M}$ и $\boldsymbol{M}_0$, а квадрупольное излучение пропорционально $\left|\frac{d^3Q}{dt^3}\right|^2$, где Q — компоненты квадрупольного момента системы (см. *Квадрупольное взаимодействие*), что дает пропорциональность $\overline{I}$ шестой степени частоты ($\sim\omega^6$). В следующих приближениях получаются квадрупольное магнитное и октупольное электрич. излучения; вообще в (l—1-м) приближении — магнитное излучение, соответствующее магнитному 2^{l-1}-полю и электрическому 2^l-полю (см. *Мультиполи*). Для излучений квадрупольного, октупольного и более высокой мультипольности характерно более сложное по сравнению с дипольным излучением пространственное распределение интенсивности излучения.

В рамках классич. теории потери энергии на излучение могут рассматриваться как результат формально вводимого лучистого трения.

Последовательная квантовая И. т. строится на основе *квантовой электродинамики*. Если не учитывать малых эффектов — т. н. *радиационных поправок*, — то квантовая И. т. приводит к тем же результатам, что и классическая, с заменой в ф-лах типа (2) классич. амплитуд электрических и магнитных моментов различного порядка соответствующими матричными элементами электрического или магнитного моментов, взятыми по отношению к волновым ф-циям состояний квантовой системы, между к-рыми происходит переход. Данный результат, строгое обоснование к-рого дает квантовая электродинамика, может быть получен и на основе *соответствия принципа*. При этом от энергии, излучаемой в единицу времени, можно перейти путем ее деления на энергию фотона к вероятностям излучения фотона данной частоты. Вводя наряду с вероятностью подобного спонтанного излучения вероятность поглощения и вынужденного излучения (см. *Индуцированное излучение*), можно, как впервые было сделано А. Эйнштейном в 1916 г. при выводе *Планка закона излучения*, рассматривать равновесие вещества и излучения вероятностным методом (см. *Эйнштейна коэффициенты*). Пропорциональность вероятностей переходов соответствующим матричным элементам электрического или магнитного моментов позволяет получить характерные для квантовой теории *отбора правила*.

По сравнению с классич. теорией, дополненной принципом соответствия, квантовая электродинамика дает существенно новые результаты при учете радиационных поправок, приводя к *сдвигу уровней* и аномалии магнитного момента электрона.

Лит.: 1) Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957; 2) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 3) Роуз М., Поля мультиполей, [пер. с англ.], М., 1957. *М. А. Ельяшевич.*

ИЗМЕРЕНИЕ — экспериментальное сравнение данной величины с др. величиной, принятой за *единицу измерения*. Технич. средства (тела, вещества, устройства), к-рые служат для вещественного воспроизведения единицы И. или ее кратного или дробного значения), наз. *мерами*.

И. классифицируют в зависимости от природы измеряемой величины, характера ее изменения во времени условий выполнения И., приемов обработки экспериментальных данных и т. д. Различают статические И., при выполнении к-рых измеряемая величина не изменяется, и динамические И., в процессе к-рых измеряемая величина изменяется (напр., И. вибраций, пульсирующих давлений). С точки зрения общих приемов получения результатов И. разделяют на прямые и косвенные. При прямых И. измеряемая величина сравнивается с мерой непосредственно или же при помощи измерительных приборов, градуированных в требуемых единицах. При косвенных И. измеряется

не сама величина, а др. величины, функционально связанные с измеряемой величиной. Напр., плотность тела определяется на основании прямых И. его массы и объема. Косвенные И. — преобладающий вид И., применяемый в тех случаях, когда искомую величину невозможно или слишком сложно измерить непосредственно или когда прямое И. дает менее точный результат. Прямые И. производятся в широких масштабах в технич. практике при контроле за технологич. процессами. Роль косвенных И. особенно велика для И. величин, недоступных непосредственному экспериментальному сравнению, напр. размеров астрономич. или внутриатомного порядка. Как прямые, так и косвенные И. разделяют на абсолютные и относительные. Абсолютными И. наз. те, в к-рых числовое значение измеряемой величины выражено в определенных единицах, напр. длина в метрах, сила — в динах, электрич. ток — в амперах и т. п. Относительными наз. И., дающие отношение двух величин одного и того же рода, причем одна из них может играть роль произвольной единицы.

Результат И. в той или иной степени искажается т. н. влияющими величинами, недостатками измерительной аппаратуры, несовершенством органов чувств наблюдателя, неполнотой знаний о наблюдаемых явлениях и др. причинами — т. н. *погрешностями* измерения. Различают систематические и случайные погрешности.

Систематические погрешности при многократном повторении И. сохраняются постоянными или изменяются по определенному закону, напр. погрешности мер, происходящие от неправильной их подгонки, или показаний измерит. приборов вследствие их неправильной градуировки; погрешности, вызываемые изменением темп-ры мер и измерит. приборов и т. п. Случайные погрешности неопределенны по величине и природе; они обнаруживаются в том, что при повторении И. одной и той же величины с одинаковой тщательностью получаются числовые результаты, различающиеся в последних значащих цифрах. Систематич. погрешности исключаются введением найденных из спец. экспериментов поправок или изменением условий наблюдения. Случайные погрешности учитываются получением среднего значения из достаточно большого числа И. при обработке результатов наблюдений статистич. методами.

Наличие погрешностей вносит ограничение в число достоверных значащих цифр числового значения измеряемой величины и определяет правильность и точность И. Правильным наз. результат, освобожденный от всех систематич. погрешностей. Точностью наз. степень достоверности результатов И., оцениваемая указанием положительного и отрицательного пределов (±) наибольшей возможной погрешности или одной из средних погрешностей (средней квадратичной, вероятной, средней арифметической).

При И. в зависимости от природы измеряемой величины, условий ее изменения, устройства измерительной аппаратуры, требуемых точности, удобства и быстроты, пользуются различными методами измерения, основными из к-рых являются: метод непосредственной оценки, в к-ром оценивается вся измеряемая величина или весь производимый ею эффект, напр. И. темп-ры термометром, И. стрелочными приборами; дифференциальный (разностный) метод, в к-ром измеряется разность между измеряемой величиной и величиной известной или разность производимых ими эффектов, напр. И. на *компараторе*; компенсационный (нулевой) метод, в к-ром эффект измеряемой величины уравновешивается эффектом известной величины так, что они не оказывают действия на указатели измерительных приборов или наблюдается исчезновение определенного явления, напр. мостовые методы электрич. измерений; метод замещения, в к-ром измеряемая величина замещается в измерит. установке равновеликой ей известной величиной (обычно мерами) так, что никаких изменений в состоянии измерит. установки такая замена не вызывает, напр. И. электрич. сопротивления с помощью магазина сопротивлений; метод совпадений, в к-ром ряд равномерно чередующихся отметок или сигналов, соответствующих измеряемой величине, сопоставляется с рядом отметок или сигналов, относящихся к известной величине, и наблюдаются их совпадения, на основании к-рых находится значение измеряемой величины, напр. нониус.

О методах измерения отдельных величин см. в соответствующих статьях, напр. *Акустические измерения*, *Электрические измерения*, *Магнитные измерения* и т.д.

Лит.: 1) Маликов М. Ф., Основы метрологии, М., 1949; 2) Тиходеев П. М., Очерки об исходных (метрологических) измерениях, М.—Л., 1954; 3) Тюрин Н. И., В поисках точности, 2 изд., М., 1960. *П. Н. Агалецкий.*

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ КАТУШКА ИНДУКТИВНОСТИ — см. *Измерительные элементы и узлы электрических цепей.*

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ЛИНИЯ — отрезок стандартной линии передачи, снабженный устройством для измерения распределения полей электромагнитных волн, распространяющихся в линии. Применяется для определения степени согласования в цепях высоких и сверхвысоких частот, для измерения *комплексных сопротивлений*, магнитных и диэлектрич. констант материалов, *добротности* резонаторов и др.

И. л. для диапазона СВЧ представляют собой отрезки *волноводов* или коаксиальных линий, вдоль к-рых перемещается каретка с зондом. Эдс, наводимая на зонде, пропорциональна напряженности поля в данной точке И. л. Зонд вводится в поле И. л. через щель, прорезанную во внешнем проводнике линии параллельно ее оси; в конструкциях И. л. на прямоугольных волноводах продольная щель прорезается посредине широкой стенки волновода. Для повышения чувствительности зонд обычно связывается с резонатором, собственная частота к-рого может перестраиваться в пределах рабочего диапазона частот И. л. В резонаторе помещается кристаллич. диод, включенный в цепь индикаторного прибора. И. л. изготовляются с высокой степенью точности, обеспечивающей строгую однородность линии, симметрию и неизменную ширину щели, а также постоянство глубины погружения зонда при любом его положении на линии. В И. л. возбуждаются основные типы волн, на к-рых работают стандартные линии передачи. Основной волной коаксиальной линии является поперечная волна *TEM* (см. *Коаксиальный кабель*). В прямоугольном волноводе основным типом является волна TE_{10}. Наличие щели, не пересекающей линии электрич. тока этих типов волн, не ведет к излучению во внешнее пространство и не искажает распределения поля.

При подключении к И. л. исследуемой нагрузки, представляющей собой в общем случае нек-рую неоднородность, или при наличии неоднородности в исследуемой цепи в линии возбуждаются отраженные волны и образуется стоячая волна. Отношение комплексных амплитуд отраженной и падающей волн, наз. комплексным коэффициентом отражения $\Gamma = |\Gamma| \exp(j\alpha)$, однозначно характеризует исследуемую неоднородность. Величинами, непосредственно измеряемыми с помощью И. л., являются *коэффициент стоячей волны* r и смещение минимума стоячей волны d относительно его положения при коротком замыкании нагрузочного конца

И. л. Значения r и d полностью определяют абс. величину и фазу коэфф. отражения: $|\Gamma|=(r-1)/(r+1)$; $d/\lambda_g = \alpha/4\pi$, где λ_g — длина волны в линии [1—4].

Волновые явления в линиях передач СВЧ обычно интерпретируются с помощью эквивалентных низкочастотных линий, при этом с каждой нагрузкой И. л. может быть сопоставлено нек-рое комплексное сопротивление $Z_н$ (или комплексная проводимость), величины к-рых однозначно связаны с Г. Можно показать, что $Z_н = \rho\frac{1+B/A}{1-B/A}$, где ρ — *волновое сопротивление* линии, A и B — комплексные амплитуды падающей и отраженной волн. Для ускорения расчетов комплексного сопротивления по измеренным значениям r и d пользуются круговой диаграммой (рис.). Т. к. $|\Gamma|\leq 1$, а $0\leq\alpha\leq 2\pi$, то все возможные значения Г, а следовательно, и $Z_н$ покрывают на комплексной плоскости круг единичного радиуса. На комплексной плоскости Г нанесена сетка двух семейств ортогональных окружностей; комплексным сопротивлениям, имеющим постоянные активные составляющие, соответствуют окружности с центрами на горизонтальной оси круга; семейство окружностей с центрами на вертикальной оси, проходящей через общую точку касания первого семейства, соответствует комплексным сопротивлениям с постоянными реактивными составляющими. На периферии круговой диаграммы нанесена шкала значений d/λ_g, определяющих фазу коэфф. отражения $\alpha = 4\pi d/\lambda_g$, а также шкалы приведенного реактивного сопротивления jX/ρ. Для расчета достаточно провести из центра круговой диаграммы радиус-вектор, длина к-рого равна $|\Gamma|$. Угол между радиусом-вектором и левой действительной полуосью круговой диаграммы должен быть равным $\alpha = 4\pi d/\lambda_g$. Отсчет по шкалам круговой диаграммы дает искомый результат: $Z_н = R + jX$.

Применение И. л. для определения др. физич. величин основано на возможности представления этих величин в ф-ции от r и d, измеряемых на И. л.

В табл. приведены данные нек-рых стандартных И. л., выпускаемых отечественной промышленностью.

Тип И. л.	Рабочий диапазон: частот	Рабочий диапазон: длин волн	Волновое сопротивление или сечение
ИЛД	350— 675 *Мгц*	45—85 *см*	75 *ом*
ИВЛ-1	2500— 4000 *Мгц*	7,5—12 *см*	72 · 34 *мм*²
ИКЛ-10	2300— 4300 *Мгц*	7,0—13 *см*	50 *ом*
33-И	8100—12800 *Мгц*	2,35—3,7 *см*	10,2 · 22,9 *мм*²

Чувствительность И. л. может быть существенно повышена применением в качестве индикатора супергетеродинного приемника (см. *Супергетеродин*), амплитудной модуляцией питающего генератора и индикацией на частоте модуляции, применением синхронного детектирования, фазового детектирования и др.

Лит.: 1) Техника измерений на сантиметровых волнах, пер. с англ., т. 1, М., 1949; 2) Измерения на сверхвысоких частотах, пер. с англ., М., 1952; 3) Линии передачи сантиметровых волн, пер. с англ., т. 1, М., 1951; 4) Теория линий передачи сверхвысоких частот, пер. с англ., под ред. А. И. Шпунтова, т. 1—2, М., 1951.

И. В. Иванов.

ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — см. *Измерительные элементы и узлы электрических цепей.*

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ВЫПРЯМИТЕЛИ служат для измерения переменных напряжения и тока магнитоэлектрич. приборами, имеющими наивысшую чувствительность (см. *Магнитоэлектрическая измерительная система*), а также для измерений модулей и фаз электрич. напряжений и токов и для измерений их средних и мгновенных значений. В И. в. применяются полупроводниковые, механические и электронные (ламповые) вентили. Наиболее распространены полупроводниковые измерительные выпрямители (меднозакисные, кремниевые и германиевые), особенно германиевые, имеющие очень малую внутреннюю емкость (≈ 1 *пф*).

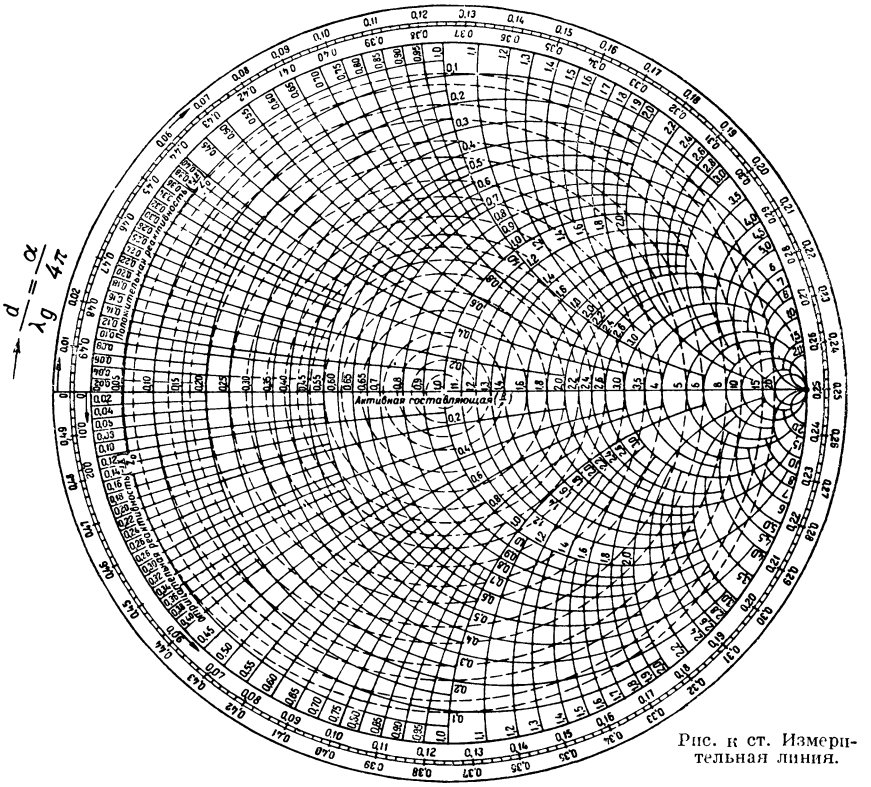


Рис. к ст. Измерительная линия.

Наиболее распространенные схемы И. в. изображены на рис. 1. Полупроводниковые И. в. чаще бывают двухполупериодными, механич. И. в. — обычно однополупериодными. Различают неуправляемые (самоуправляемые) и управляемые И. в. У первых изменения сопротивления автоматически совпадают по фазе с изменениями измеряемой величины; у вторых — периодич. изменения сопротивления можно сдвигать по фазе. Управляемые И. в. применяются гл. обр.

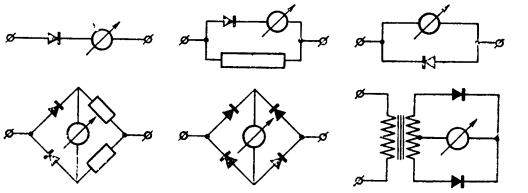


Рис. 1.

в вектормерных и фазочувствит. приборах, мостовых и др. устройствах переменного тока в качестве нулевых индикаторов и выходных приборов (напр., при измерении неэлектрич. величин). Все механич. выпрямители являются управляемыми. Вибрационными выпрямителями управляют, изменяя фазу тока в электромагните, возбуждающем колебания. Управление выпрямителей с приводом от двигателя

производится поворотом статора. Полупроводниковые выпрямители управляются вспомогат. напряжением U_y, к-рое значительно больше измеряемого напряжения U_x. На рис. 2 приведены нек-рые схемы полупро-

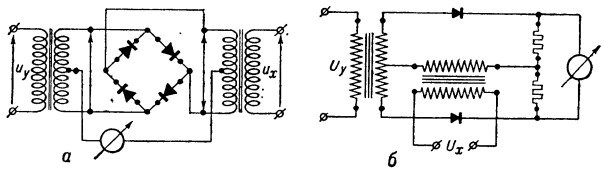


Рис. 2.

водниковых управляемых И. в.: двухполупериодная схема с трансформаторами (рис. 2, *а*) и балансная схема (схема Вальтера; рис. 2, *б*).

Лит.: 1) Карандеев К. Б., Полупроводниковые выпрямители в измерительной технике, Киев, 1954, гл. II, VIII; 2) Туричин А. М., Электрические измерения неэлектрических величин, 3 изд., М.—Л., 1959, с. 367—72; 3) Koppelmann F., Wechselstrommesstechnik unter besonderer Berücksichtigung des mechanischen Präzisionsgleichrichters, B., 1956; 4) Grave H. F., Gleichrichter — Messtechnik, 2 Aufl., Lpz., 1957. *Я. С. Авербух.*

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ — устройства или технич. приспособления, служащие для сравнения измеряемой величины с *мерой* (единицей измерения). И. п. классифицируют по различным признакам: по положенным в основу измерения методам и физич. явлениям, по конструктивным особенностям, по эксплуатац. характеристикам и т. д.

По процессу сравнения измеряемой величины с мерой различают: компарирующие И. п., служащие для сравнения мер друг с другом или для сравнения измеряемой величины с мерами или образцами, к-рые без наличия мер или образцов не могут выполнять измерения, напр. рычажные весы, требующие набора гирь, *компаратор* для линейных мер, *потенциометр*, *фотометр*, электрич. мосты, гетеродинный частотомер с кварцевым калибратором и др. Показывающие И. п., дающие значение измеряемой величины, определяемое по предварительно проградуированным отсчетным приспособлениям (шкалы, диаграммы пишущего механизма, нумератора и т. д.). Интегрирующие И. п., выполняющие непрерывное суммирование мгновенных значений измеряемой величины, напр. электрические и газовые счетчики, счетчики оборотов, секундомеры. Существуют приборы, интегрирующие не по времени, а по другой величине, напр. планиметры, приборы для определения длины ткани, бумаги и др. Измерительные автоматы — И. п., автоматически выполняющие задачу, поставленную измерением, напр. дозирующие весы, разливочные машины, отмеривающие определенные количества жидкости и разливающие ее в посуду, и др.

Различают И. п. непрерывного и дискретного действия. Последние основаны на разделении измеряемой величины на малые части и последующем счете этих частей. В т. н. электронных цифровых приборах дискретного действия разделение измеряемых величин и счет малых частей производятся автоматически через равные промежутки времени.

Качество И. п. определяется правильностью, точностью, чувствительностью и постоянством показаний. Правильностью наз. степень приближения показаний И. п. к действительному значению измеряемой величины. Отклонение показаний прибора от действительного значения измеряемой величины наз. погрешностью показания И. п., к-рая зависит от изменчивости показаний И. п., погрешности отсчета и погрешности градуировки или поверки. Величину предельной погрешности находят на основании повторных измерений одной и той же величины, выполняемых с помощью данного И. п. в условиях его норм. работы. При оценке качества И. п. часто применяется т. н. приведенная погрешность, выражаемая в процентах от верхнего предела измерений. Наибольшая по абс. величине погрешность, допускаемая нормами, наз. допустимой погрешностью. Точностью наз. степень достоверности результата измерения, полученного с помощью данного И. п., характеризуемая наибольшей возможной (предельной) погрешностью. Точность тем больше, чем меньше по абс. величине погрешность. Чувствительностью И. п. наз. отношение линейного или углового перемещения указателя к изменению значения измеряемой величины, вызвавшему это перемещение. Для И. п. со шкалой линейное перемещение указателя выражается в делениях шкалы; в этом случае чувствительность обратно пропорциональна цене деления шкалы; чувствительность И. п. со шкалой обычно характеризуют ценой деления шкалы, и поэтому оба эти понятия нередко смешиваются, хотя они находятся в таком же соотношении, как точность и погрешность. У интегрирующих приборов, напр. электрич. счетчиках, чувствительностью наз. наименьшая его нагрузка в ваттах, при к-рой показания начинают изменяться непрерывно. И. п. называют нелинейным, если его чувствительность зависит от измеряемой величины. Порогом чувствительности наз. наименьшее изменение значения измеряемой величины, способное вызвать изменение показания прибора. Постоянством И. п. наз. степень устойчивости его показаний при одних и тех же внешних условиях. Постоянство И. п. характеризуется гл. обр. *вариацией* показаний.

Лит.: 1) Маликов М. Ф., Основы метрологии, М., 1949, гл. VI; 2) Тиходеев П. М., Очерки об исходных (метрологических) измерениях, М.—Л., 1954, ч. 1, гл. 1—IV. *П. Н. Агалецкий.*

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И УЗЛЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ — элементы и устройства, для метрологич. параметров к-рых установлены определенные номинальные значения и погрешности к-рых нормированы, предназначенные для работы в электрич. цепях измерит. установок или приборов постоянного и переменного (гл. обр. низких частот) токов.

Измерительные сопротивления выполняются в виде измерит. катушек сопротивления [2], *магазинов сопротивлений* и измерит. реохордов. Измерит. сопротивления представляют собой обмотки из манганиновой изолированной проволоки (или ленты) на изолированном металлич. каркасе — цилиндрическом или плоском. Низкоомные сопротивления представляют собой короткие широкие пластины или куски ленты, укрепленные без каркасов. Самые высокоомные измерит. сопротивления ($\geq 10^9$ *ом*) изготавливают осаждением тонких проводящих пленок (платиновых или углеродистых) на изоляторах. Габариты определяются заданной допустимой мощностью в данных условиях охлаждения. Манганиновые сопротивления имеют малый температурный коэфф. ($\approx 1 \cdot 10^{-3}$ % на градус С) и высокую стабильность во времени ($\approx 1 \cdot 10^{-3}$ % за неск. лет). Обмотки для постоянного тока обычно бифилярные. При конструировании безреактивных измерит. сопротивлений для постоянного и перем. токов, при $R < 100$ *ом* стремятся к снижению индуктивности L обмотки, делая ее бифилярной; при больших значениях R стремятся к уменьшению междувитковой емкости; бифилярная обмотка в этом случае непригодна и применяются спец. виды обмоток [1,3]. Высокоомные ($R > 1 \cdot 10^5$ *ом*) безреактивные сопротивления удобно делать из ман-

ганиновой «микропроволоки» в литой стеклянной изоляции диаметром в неск. μ с погонным сопротивлением до 50 *ком/м*; при малой длине провода даже при простой унифилярной обмотке индуктивность и емкость сопротивления получаются малыми. Измерит. катушки сопротивления широко применяются как образцовые меры.

Измерит. реохорды делаются обычно в виде спиральной обмотки вокруг изоляционного стержня круглого сечения или плоского изоляционного каркаса (либо постоянной ширины — для реохордов с линейной зависимостью сопротивления от перемещения контакта, либо плавно-переменной для более сложных зависимостей). В точные реохорды встраиваются дополнит. отсчетные устройства. В измерит. реохордах манганин часто заменяют констаном, никелином или др. материалами, труднее окисляющимися, более прочными и обладающими большим удельным сопротивлением.

Измерительные катушки индуктивности представляют собой обмотки из изолированного медного провода на жестких каркасах из мало деформирующихся диэлектриков. Номинальные значения L обычно — от 1 *мкгн* до 1 *гн*, иногда до 10 *гн*, частотный диапазон от неск. *кгц* (для $L = 1$ *гн*) до неск. *Мгц* (для $L = 1$ *мкгн*). Существенными характеристиками измерит. катушки, помимо номинального значения L, являются: добротность $Q = \omega L/R_a$ (ω — частота переменного тока, R_a — активное сопротивление катушки), погрешность значения индуктивности, частотная и температурная зависимости, влияние посторонних магнитных полей, стабильность во времени. Точность подгонки колеблется от 1% (при самых малых значениях L) до 0,01%. Частотная зависимость значения L вызывается, во-первых, влиянием междувитковой емкости C обмотки: $L_f \approx L_0 \times (1 + \omega^2 L_0 C)$, где L_0 — индуктивность при низкой частоте; во-вторых — влиянием вторичных токов, индуцированных переменным магнитным полем катушки в металлич. массах, находящихся внутри катушки или вблизи нее. Вторая зависимость (по знаку противоположная первой) более сложна; ее стараются сделать пренебрежимо малой: избегают применения массивных металлич. деталей, провод обмотки делают из литцендрата (провода из многочисленных эмалированных тонких проволок, особым образом взаимно свитых). Изменение индуктивности, вызываемое температурным расширением обмотки и каркаса, у обычных обмоток составляет $\approx 1 \cdot 10^{-3}$ % на градус С и существенно только для катушек с точностью 0,1% и выше. В катушках Гриффитса (точность до 0,01%) влияние изменения площади витков компенсируется изменением размера обмотки в ее осевом направлении [4]. Уменьшение влияния внешних переменных магнитных полей (обычно весьма значительного) иногда достигается астатич. выполнением обмоток, что приводит, однако, к уменьшению Q. При наивысших частотах (допустимых с точки зрения частотной погрешности L) значение Q у обычных катушек достигает $2—3 \cdot 10^2$ и тем больше, чем больше количество меди в обмотке.

Из отечественных измерит. катушек отметим тип Р547: погрешность $\leqslant 0{,}1\%$, L — от 100 *мкгн* (до 100 *кгц*) до 1 *гн* (до 1 *кгц*), неастазированные, без температурной компенсации, на пластмассовых каркасах. *М. А. Быков.*

Измерительные конденсаторы бывают постоянной и переменной емкости [5]. Конденсаторы постоянной емкости: 1) воздушного плоского типа (диэлектриком служит кварц); емкость от 50 до 4000 *пф* (тип КВМ и КВС); диаметр 210—290 *мм*, высота (без ножек) 105—150 *мм*, погрешность емкости $\Delta C = \pm (0{,}1 + 20/C)\%$; температурный коэфф. емкости (ТКЕ) $= 100 \cdot 10^{-4}$ *град*$^{-1}$ [фактически $(20—60) \times 10^{-6}$ *град*$^{-1}$]; индуктивность $50 \cdot 10^{-9}$ *гн*; угол диэлектрич. потерь мал ($\operatorname{tg}\delta < 10^{-4}$). 2) Слюдяные образцовые измерит. конденсаторы первого класса по внешнему оформлению подобны воздушным; емкость от 0,01 до 0,4 *мкф*, ΔC от 0,05% до 0,1%; ТКЕ порядка $(15—30) \cdot 10^{-6}$ *град*$^{-1}$, $\operatorname{tg}\delta = (1—3) \cdot 10^{-4}$; постоянная времени 2 000—3 000 *сек*. 3) Слюдяные конденсаторы второго класса, емкость от 0,001 до 0,4 *мкф*, размеры в *мм*: $110 \cdot 58 \cdot 45$ и $130 \cdot 78 \cdot 55$; ТКЕ $= 50 \cdot 10^{-6}$ *град*$^{-1}$, $\operatorname{tg}\delta = 5 \cdot 10^{-4}$; изменение емкости при переходе от 50 *гц* к 10 *кгц* = 0,35% и при хранении в течение года — $\leqslant \pm 0{,}05—0{,}1\%$.

Измерит. конденсаторы переменной емкости: 1) воздушные с плавным изменением емкости ($C_{макс}$ до 1 000 *пф*); 2) слюдяные магазины емкости со ступенчатым изменением ($C_{макс}$ до 1 *мкф*); 3) магазин типа Р-523 при $C_{макс} = 1{,}11$ *мкф* имеет размеры в *мм*: $350 \cdot 180 \cdot 170$; $\Delta C = \pm (0{,}5 + 0{,}0015/C)\%$; начальная емкость 40 *пф*. Все перечисленные типы измерит. конденсаторов рассчитаны на работу при напряжениях до 300—500 *в* (до неск. *Мгц* для емкости 30—40 *пф*); при более высоких напряжениях применяют воздушные или газонаполненные цилиндрич. конденсаторы на 50—100 *пф*; при заполнении азотом при 15 *атм* достигают напряжения 500 *кв*.

Измерит. конденсаторами наз. иногда спец. измерит. электроды для испытания жидких или полужидких диэлектриков. Такие конденсаторы изготовляют из нержавеющей стали или бронзы плоского типа с круглыми электродами или цилиндрического типа; зазор определяется кусочками твердой изоляции (стекло, керамика, микалекс); емкость после заливки испытуемой жидкостью составляет 100—300 *пф* [6]. Иногда термин «измерит. конденсаторы» относят к емкостным преобразователям (*емкостный датчик*), применяемым в технике измерения неэлектрич. величин, в устройствах автоматики, телемеханики и т. п. [7].

В. Т. Ренне.

Измерительные трансформаторы служат для расширения пределов измерения электроизмерит. приборов, а также дают возможность изолировать измерит. приборы и аппараты автоматич. защиты от цепей высокого напряжения. Первичные обмотки измерит. трансформатора находятся под действием измеряемой величины (напряжения или тока), а вторичные замкнуты на измерит. приборы и аппараты автоматич. защиты. Основные характеристики: номинальное значение первичного и вторичного напряжений (токов), номинальный коэфф. трансформации и номинальная нагрузка. Точность работы измерит. трансформатора характеризуется погрешностью коэфф. трансформации и фазовой или угловой погрешностью. По величине значений наибольших допустимых погрешностей измерит. трансформаторы делятся на классы [1, 8]. Измерит. трансформаторы напряжения работают в условиях, близких к холостому ходу; отношение вторичного напряжения к первичному при нормальных режимах стабильно и близко к номинальному коэфф. трансформации $K_н$, указанному на его маркировочном щитке. Требования к точности и основные характеристики указаны в ГОСТ 1983—43 и ГОСТ 9032—59. Номинальное вторичное напряжение установлено одинаковым для всех измерит. трансформаторов напряжения и равно 100 *в*.

Обычно измерит. трансформаторы тока имеют первичную обмотку с малым числом витков (для больших токов часто из одного витка), включаемую последовательно с нагрузкой, в к-рой измеряется ток. Сопротивления приборов, приключаемых ко вторичной обмотке, малы (десятые доли *ом*); трансформатор тока

работает в условиях, близких к короткому замыканию. При нормальном режиме отношение первичного тока ко вторичному стабильно и близко к номинальному коэфф. трансформации $K_н$. Требования к точности и характеристики указаны в ГОСТ 7746—55 и ГОСТ 9032—59. Номинальное значение вторичного тока должно быть 5 или 1 *а*. Для цепей постоянного тока применяются измерит. трансформаторы, построенные по принципу *магнитного усилителя*; измеряемый постоянный ток, изменяя насыщение сердечника, управляет переменным током, в цепь к-рого включаются измерит. приборы. *А. С. Касаткин.*

Измерительные усилители. являются основным узлом любого электронного вольтметра, а также любого измерит. прибора, в к-ром производится предварит. усиление измеряемого напряжения (тока) [2]. Измерит. усилители выпускаются также и в виде отдельных приборов. Характеристики измерит. усилителя: номинальный коэфф. усиления, рабочий диапазон частот, погрешность коэфф. усилителя и фазовая погрешность (для усилителей переменного тока), уровень помех, входное и выходное сопротивления, наибольшее значение усиливаемого напряжения. Погрешности коэфф. усиления обычно нормируются в % от коэфф. усиления. В измерит. усилителях переменного тока помехи характеризуются среднеквадратичным (действующим) значением их напряжения. В измерит. усилителях постоянного тока большое значение имеет дрейф нуля, т. е. изменение во времени (или по к.-л. причине) постоянной составляющей выходного напряжения при отключенном источнике усиливаемого напряжения. Уровень помех и дрейф нуля определяют наименьшее значение входного напряжения (тока) измерит. усилителя.

Измерит. усилители переменного тока обычно выполняются по реостатно-емкостной схеме с глубокой отрицательной обратной связью; число ступеней не превышает 3—4, коэфф. усиления по напряжению 100—1000 (см., напр., *Ламповый усилитель*). Измерит. *усилители постоянного тока* выполняются по двум типам схем: 1) мостовые ламповые схемы; 2) фотокомпенсационные схемы; усиливаемый сигнал воздействует на зеркальный гальванометр, угол поворота подвижной системы к-рого с помощью фоточувствительных элементов преобразуется в постоянный ток или напряжение, пропорциональное входному сигналу. Схема охвачена глубокой отрицательной обратной связью [10].

Примеры измерит. усилителей переменного тока: 1) Усилитель электронного вольтметра МВЛ-2, обеспечивающий на низшем диапазоне верхний предел измерения напряжения 10 *мв* в диапазоне частот 20 *гц* — 1 *Мгц* с приведенной погрешностью при частотах до 400 *кгц* — 3%, при частотах до 1 *Мгц* — 5%. Усилитель содержит три реостатно-емкостных ступени, охваченных отрицат. обратной связью. 2) Выпускаемый в виде самостоятельного прибора измерит. усилитель типа 28-ИМ допускает погрешности при усилении напряжения от 10 *мкв* до 0,2 *в*, не превышающие: 5% при частоте 1 *кгц*; 7% при 400—5000 *гц*; 10% при 5—10 *кгц*. В усилителе 3 реостатно-емкостных ступени с отрицательной обратной связью.

Примеры измерит. усилителей постоянного тока: 1) Усилитель электронного вольтметра ВЛУ-2, обеспечивающий на низшем диапазоне верхний предел измерения постоянного напряжения 1,5 *в* с погрешностью 2,5%. Усилитель имеет мостовую схему, в четыре плеча к-рой включены триоды, а в диагональ — микроамперметр. 2) Усилитель микровольтмикроамперметра Ф-116, обеспечивающий на низших диапазонах верхние пределы измерения: по напряжению — 1,5 *мкв*, по току — 0,015 *мка* с наибольшими допустимыми погрешностями по напряжению — 4%, по току — 2,5%. Схема усилителя — фотокомпенсационная с чувствительным гальванометром на растяжках и 2 фотосопротивлениями в дифференциальной схеме. *М. А. Земельман.*

Лит.: 1) Курс электрических измерений, под ред. В. Т. Прыткова и А. В. Талицкого, ч. 1—2, М.—Л., 1960; 2) ГОСТ 6864—54. Катушки электрического сопротивления измерительные; 3) Быков М. А., Серия образцовых безреактивных катушек сопротивления, «Вестн. электропром-сти», 1949, № 10; 4) Griffiths W. H. F., «Wireless Engr», 1942, v. 19, № 220, p. 8—19, № 221, p. 56—63; 5) Ренне В. Т., Электрические конденсаторы, 2 изд., М.—Л., 1959; 6) Тареев Б. М. и Казарновский Д. М., Испытания электроизоляционных материалов, М.—Л., 1958; 7) Туричин А. М., Электрические измерения неэлектрических величин, 3 изд., М.—Л., 1959; 8) Арутюнов В. О., Электрические измерительные приборы и измерения, М.—Л., 1958; 9) Грацианский И. Н., Электронные измерительные приборы (Конспект лекций), ч. 3, М., 1960, гл. 4; 10) Селибер Б. А., Рабинович С. Г., Фотокомпенсационные усилители постоянного тока, «Автоматика и телемеханика», 1956, т. 17, № 8.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОНДЕНСАТОР — см. *Измерительные элементы и узлы электрических цепей.*

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯДНИК — *искровой разрядник*, служащий для измерения постоянного напряжения и амплитудных значений переменного и импульсного напряжений. Состоит из двух металлич. шаров одного диаметра со стержнями, к-рые в зависимости от конструкции укрепляются горизонтально или вертикально на изоляторах. Расстояние между шарами изменяется с помощью спец. устройств.

Напряжения определяются длиной разрядного промежутка в момент разряда. Изготовление И. р. и его применение должны соответствовать «Рекомендациям по измерению напряжения шаровыми искровыми промежутками» Международной электротехнич. комиссии (публикация М. Э. К. № 52 1960 г.). Значения разрядных напряжений в зависимости от длины разрядного промежутка для шаров диаметром 2—200 *см* (при темп-ре 20° С и давлении 760 *тор*) приведены там же и в ГОСТ 1516—60.

Переменное и импульсное напряжения до 1 800 *кв* (максимальные) измеряются с погрешностью $\leqslant \pm 3\%$. При измерении напряжений $\leqslant 50$ *кв* (максимальных), а также для шаров диаметром $\leqslant 12{,}5$ *см* перед измерением рекомендуется облучение промежутка радиоактивными веществами или ртутно-кварцевой лампой.

Посторонние объекты (заземленные и в особенности находящиеся под напряжением), расположенные вблизи И. р., влияют на правильность измерения; это влияние растет с ростом отношения длины разрядного промежутка s к диаметру шара D. Минимальное расстояние B посторонних объектов от точки возникновения искры выбирается в соответствии с табл. 1.

Таблица 1.

D (*см*)	6,25	10—15	25	50	75	100	150	200
B (*см*)	14s	12s	10s	8s	8s	7s	6s	6s

При измерении необходимо вносить поправку на плотность воздуха умножением значений разрядных напряжений на коэфф. K, являющийся функцией относит. плотности воздуха $d = 0{,}386 \cdot \frac{b}{273 + t}$ (b — барометрич. давление в *торах*, $t°$ — темп-ра в °С).

Таблица 2.

d	0,7	0,75	0,8	0,85	0,9	0,95	1,00	1,05	1,10	1,15
K	0,72	0,77	0,82	0,86	0,91	0,95	1,00	1,05	1,09	1,13

Разрядное напряжение возрастает с увеличением влажности; поправка на влажность обычно не превышает 2 или 3%. *А. М. Дубинин.*

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ ТРАНСФОРМАТОР — см. *Измерительные элементы и узлы электрических цепей.*

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ — см. *Измерительные элементы и узлы электрических цепей.*

ИЗОБАРИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС — термодинамич. процесс, протекающий при постоянном внешнем давлении. В обычных лабораторных условиях процессы изменения физич. состояния (плавление, испарение) происходят при постоянном давлении, так же как и большинство химич. реакций. При изобарич. расширении газа за счет подведенного извне тепла увеличивается его внутренняя энергия (растет его темп-ра) и газом совершается внешняя работа. При изобарич. сжатии в результате совершенной над газом работы вовне отводится тепло за счет уменьшения внутренней энергии газа (темп-ра его падает). Если кроме объема (или давления) нет других параметров, определяющих состояние системы, то при И. п. дифференциал энтальпии $dW = TdS$. Соответственно при обратимом И. п. $dW = dQ$, и, следовательно, теплота, сообщенная системе в обратимом И. п., равна разности энтальпий в конечном и начальном состояниях: $\Delta Q = W_2 - W_1$.

В области двухфазного состояния вещества И. п. является одновременно и изотермич. процессом. Общие закономерности для И. п., протекающего при постоянной темп-ре, см. в ст. *Изотермический процесс.*

Простейшим примером изобарич. расширения является медленное нагревание газа в цилиндре с подвижным поршнем, двигающимся без трения и нагруженным постоянной силой. Практически И. п. можно считать получение пара в паровых котлах, в различных теплообменных аппаратах, камерах сгорания газовых турбин и др.

Лит.: 1) Ястржембский А. С., Техническая термодинамика, 8 изд., М.—Л., 1960, § 4—1, 17—1; 2) Вукалович М. П., Новиков И. И., Техническая термодинамика, 2 изд., М.—Л., 1955, §2—7, 8—4, 8—5. *В. С. Силецкий.*

ИЗОБАРЫ — атомы различных химич. элементов, имеющие одинаковые массовые числа A, т. е. одинаковое число частиц (нуклонов) в ядрах, но различные числа протонов. При одинаковых A изобары несколько отличаются по массе. И. наименьшей массы (напр., $_{34}Se^{77}$, подробнее см. ст. *Изотопы*) являются устойчивыми как к двойному, так и к одиночному β-распаду, так как соотношение чисел протонов и нейтронов (в Se^{77} 34p и 43n) соответствует наиболее устойчивому И. Все изобары Se^{77} с меньшими Z (напр., $_{33}As^{77}$, $_{32}Ge^{77}$ и др.) являются β^--радиоактивными (т. е. испускают электроны), так как обладают избытком нейтронов. Все изобары Se^{77} с большими атомными номерами Z (напр., $_{35}Br^{77}$, $_{36}Kr^{77}$ и др.) распадаются с испусканием позитронов (β^+) или путем захвата ядром электрона из атомной оболочки (ε-превращение), так как имеют избыток протонов. В обоих случаях все радиоактивные И. с большей массой в конечном счете превращаются в β-устойчивый И. с наименьшей массой. Подробнее см. *Изотопы*; там же см. литературу. *И. П. Селинов.*

ИЗОБАРЫ РЕАКЦИИ УРАВНЕНИЕ — соотношение, устанавливающее связь между константой равновесия K_a, темп-рой T и тепловым эффектом химич. реакции при постоянном давлении p. И. р. у. выводится из *изотермы реакции уравнения* и *Гиббса — Гельмгольца уравнения* для термодинамич. потенциала. Оно имеет вид

$$\Delta H = RT^2 \frac{d \ln K_a}{dT},$$

где H — энтальпия. Т. к. при постоянных давлении и темп-ре $\Delta H = -Q_p$, где Q_p — теплота реакции, то И. р. у. принимает вид

$$\frac{d \ln K_a}{dT} = -Q_p/RT^2.$$

Для газовых реагентов, к к-рым применимы законы идеального газа, пользуются константой равновесия K_p, выраженной через парциальные давления.

И. р. у. позволяет изучать изменение константы равновесия при изменении темп-ры при постоянном давлении, т. е. изменение химич. равновесия вдоль изобары.

Лит.: Киреев В. А., Курс физической химии, 2 изд., М., 1956.

ИЗОБРАЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЕ — картина, получаемая в результате действия оптич. системы на лучи, испускаемые объектом, и воспроизводящая контуры и детали объекта с нек-рыми изменениями масштаба, формы и распределения света.

Первое представление об И. о. вытекает из понятия светового луча (предела, к к-рому стремится световая трубка, когда площадки, ее ограничивающие, становятся бесконечно малыми). Претерпевая ряд преломлений и отражений на поверхностях оптич. системы, лучи, испускаемые точкой предмета, пересекаются и образуют И. о. точки.

Поведение лучей, распространяющихся в средах с изменяющимися плавно или скачком (обычные оптич. системы) показателями преломления, определяется законами Снеллиуса — Декарта (см. *Геометрическая оптика*). На основании этих законов установлено (Декарт), что лучи, исходящие из точки, после преломления через сферич. поверхность, разделяющую две однородные среды с различными показателями преломления, в общем случае в точку не собираются, и «точечное изображение» даже в рамках геометрич. оптики может быть получено лишь в частных случаях, напр. при вполне определенной форме поверхности преломления (напр., овалоиды Декарта).

Отсутствие точечного изображения препятствует установлению простых законов соответствия между точкой-предметом и ее изображением. Однако для лучей, образующих малые углы с осью симметрии оптич. системы (т. н. параксиальная область), такие законы существуют (Максвелл, Гаусс, Аббе). Основной из них заключается в том, что всякая точка изображается точкой и притом единственным образом. Из этого свойства вытекает ряд других, позволяющих с помощью весьма простых соотношений найти положение изображения. В частности, для построения изображения, даваемого оптич. системой, обладающей осью симметрии, достаточно знать положение только четырех *кардинальных точек оптической системы*, полностью определяющих свойства оптич. систем в параксиальной области; устанавливаются полезные для практич. приложений понятия увеличения (линейное, угловое, продольное) и т. д.

Соотношения, связывающие прямоугольные координаты точки-изображения с координатами точки-объекта, наз. коллинеарными. Параксиальная оптика является и коллинеарной. Оптич. систему наз. идеальной, если она обладает всеми свойствами коллинеарности для области реальных лучей, т. е. если любая точка изображается точкой. Однако только плоские зеркала являются идеальными системами. Все остальные реальные оптич. системы в большей или меньшей степени отличаются от идеальных. Лучи, идущие из одной и той же точки объекта, но проходящие через разные точки входного зрачка, пересекают плоскость изображений в различных точках. Расстояния между этими точками наз. аберрациями (см. *Аберрации оптических систем).*

Как правило, при расчете оптич. систем полное устранение аберраций невозможно; на практике добиваются того, чтобы аберрационные кружки рассеяния не оказывали заметного ухудшения картины изображения; допустимые размеры этих кружков зависят от структуры приемника (сетчатка глаза,

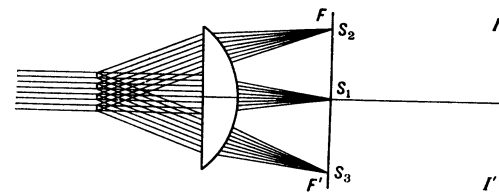
светочувствительный слой фотографич. пластинки и т. д.). Т. о., основываясь на положениях геометрич. оптики, можно утверждать, что идеальных (безаберрационных) оптич. систем, за редкими исключениями, нет; однако известны частные случаи, когда нек-рые точки могут быть изображены безаберрационно. Примером может служить параболич. зеркало, изображающее бесконечно удаленную точку (звезду) безаберрационно, но только на оптич. оси зеркала. На этом основании можно было предполагать (Декарт в 17 в.), что при условии изготовления совершенного зеркала и линзы из совершенных материалов можно будет увидеть мельчайшие детали на планетах и даже на звездах.

Однако геометрич. оптика не учитывает волновую природу света, вследствие чего принципиально невозможно получение точечных изображений, даже если оптич. система идеальна. Вычисления, основанные на *Гюйгенса — Френеля принципе*, приводят к выводу, что изображение точки имеет вид светлого пятна, окруженного замкнутыми попеременно темными и светлыми кольцами, форма к-рых зависит от контура выходного зрачка оптич. системы. В наиболее часто встречаемом случае, когда зрачок круглый, пятно и кольца ограничены окружностями, центр к-рых совпадает с центром волновой поверхности. Ширина центрального пятна определяется по ф-ле $a = 1{,}22\,\lambda/n'\sin u'$. Произведение показателя преломления n' на синус апертурного угла u' называется численной апертурой A' системы (в пространстве изображений). Поскольку изображение точки представляет собой размытый кружок, изображение любого объекта, составленного из светящихся точек, не может быть подобно самому объекту, в особенности, если последний обладает тонкой структурой (две рядом расположенных светящихся точки, ряд параллельных светящихся нитей и т. д.). Необходимость более точно определить степень искажения сходства между объектом, обладающим тонкой структурой, и его И. о. привела к понятию разрешающей способности оптич. системы. Если в изображении двух независимо друг от друга светящихся (т. е. некогерентно светящихся) точек одинаковой яркости существует провал освещенности, достигающий не менее 20% от значений соседних максимумов освещенности, то наблюдатель (глаз) «разрешает», т. е. видит раздельно два изображения; в противоположном случае оба изображения сливаются в одно и не «разрешаются».

Вытекающая из этого соображения величина наименьшего разрешаемого расстояния z' в случае идеальной системы для пространства изображения определяется ф-лой $z' = 0{,}61\,\lambda/A'$. Эта ф-ла, как было указано выше, относится к предметам, светящимся независимо друг от друга (напр., две близко расположенных звезды).

Понятие разрешающей способности, т. е. величины, обратной наименьшему разрешаемому расстоянию, связано с качеством изображения и может служить критерием последнего. Как правило, чем больше аберрационный кружок, тем меньше разрешающая способность; однако бывают исключения из этого общего правила.

Теория Аббе. Аббе создал теорию И. о. применительно к прозрачным и освещаемым предметам, наблюдаемым обычно в микроскопах. Изложенный ранее метод здесь неприменим, т. к. в случае микроскопа объект освещается когерентным светом. Предполагается, простоты ради, что источник света — точечный и расположен на бесконечности. Волна, испускаемая им, попадает на объект — конгломерат маленьких частиц, меняющих ее фазу и амплитуду, т. е. вызывающих дифракцию падающего пучка, в результате чего после прохождения через объектив волна создает в фокальной плоскости последнего сложную дифракционную картину изображения источника света. При отсутствии объекта картина имеет вид светящей точки, окруженной слабыми кольцами; если объект имеет периодич. структуру (типа дифракционной решетки), в фокальной плоскости появляются один или несколько спектров (в монохроматич. свете — точек). Каждая точка этой промежуточной картины в фокальной плоскости служит вторичным когерентным источником. Интерференция волн от них и создает в плоскости, сопряженной с объектом, изображение последнего. Теория Аббе рассматривает простейший случай, когда объектом является периодич. структура типа дифракционной решетки, и приходит к выводу, что пока период решетки a удовлетворяет условию $\lambda/a > n\sin u = A$, вторичный источник состоит из одной центральной точки S_1 (рис.) и в плос-



кости изображения II' наблюдается только равномерный фон. Если λ/a становится немногим меньше A, появляются 3 вторичных изображения; интерферируя между собой, колебания, испускаемые ими, образуют в плоскости II' периодич. распределение, период a к-рого равен $a\beta$, где β — увеличение объектива микроскопа. В тот момент, когда $\lambda/a = A$, можно говорить о том, что структура объекта «разрешается», т. к. появляется картина, в известном смысле похожая на объект хотя бы чередованием светлых и темных полос. При дальнейшем увеличении периода a число точек S, образующихся в промежуточной плоскости, увеличивается и картина изображения в плоскости II' воспроизводит все точнее и точнее подробности объекта.

Согласно теории Аббе, наименьшее разрешаемое расстояние a определяется ф-лой $a = \lambda/A$. Впрочем, применяя т. н. косое освещение, т. е. направляя освещающий пучок под углом, равным апертурному углу микроскопа, можно перенести центральный (нулевой) спектр S_1 на край апертуры, а спектр первого порядка на другой край, что позволяет уменьшить вдвое наименьшее разрешаемое расстояние a, к-рое тогда становится равным $a = \lambda/2A$.

Теория Рэлея, относящаяся к полностью некогерентным объектам, и теория Аббе, рассматривающая структуры, испускающие строго когерентный свет, являются предельными. Большинство объектов, наблюдаемых через оптич. приборы, принадлежит к промежуточным группам. Напр., прозрачные объекты, рассматриваемые через микроскоп, освещаются не точечными источниками, а источниками конечных размеров; отдельные элементы этих источников испускают свет независимо друг от друга, и потоки света, попадающие на объект, являются частично некогерентными. Случай частично когерентного освещения рассматривался в работах Л. И. Мандельштама и Д. С. Рождественского, к-рые ввели понятия «коэффициента когерентности» c, определяемого отношением численных апертур конденсора и объектива. Можно считать доказанным следующие положения: 1) Наименьшее разрешаемое расстояние прямо пропорционально длине волны λ и обратно пропорционально численной апертуре $n'\sin u'$, оно зависит от вида рассматриваемого объекта (две точки, решетка и т. д.), от формы входного зрачка объектива и очень мало зависит от коэфф. c. 2) Сходство между изобра-

жением и объектом, при всех прочих условиях, тем больше, чем больше численная апертура оптич. системы.

Качество изображения. В связи с большим развитием фотографич. методов исследования во всех областях науки и техники стали придавать большое значение вопросу о «качестве» изображения. В основном качество изображения определяется для любого вида объекта распределением энергии внутри изображения точки, к-рое зависит от большого числа параметров (напр., коэфф. аберраций 3-го, 5-го и более высокого порядка, положения объекта в поле оптич. системы, отверстия последней и т. д.).

Неоднократно пытались оценить качество оптич. системы одним числом. Напр., Штрель предложил оценить качество объектива величиной, представляющей отношение освещенности в центре дифракционного изображения точки-объекта к освещенности, даваемой идеальным (безаберрационным) объективом. Однако это т. н. «число Штреля» не дает представления о распределении энергии в пятне; кроме того, оно пригодно только для точек, находящихся на оптич. оси объектива. Другим часто применяемым критерием качества И. о. служит разрешающая способность, определяемая числом линий на 1 *мм*, к-рые объектив может разрешать. Однако это число зависит от приемника энергии — типа светочувствительного элемента (глаз, фотографич. пластинка), от выбора тест-объекта, в особенности от контраста между элементами теста, напр. темных и светлых полос, от экспозиции, от проявителя и т. д. и различно в разных точках поля зрения. Методы испытания подверглись ряду усовершенствований, частью технич. характера (применение специальных мир переменного шага с меняющимся контрастом и приемников света, реагирующих на изменения амплитуды получаемого потока, позволяющих автоматизировать процесс оценки качества объективов).

Для исследования качества изображения привлечена *информации теория*, согласно к-рой изображение к.-н. сложного объекта (напр., ряд мир) может быть рассмотрено с точки зрения той информации, к-рую оно дает об объекте. Чем тоньше структура изображения (зависящая от разрешающей способности объектива и материала приемника), тем больше можно насчитать отдельных элементов на изображении, отличающихся как положением, так и плотностью (или цветом в случае цветной фотографии). Если число элементов n, число различаемых оттенков плотности (или цвета) q, то информация I, передаваемая оптич. системой совместно с приемником, определяется с достаточной точностью величиной $I = \log nq$. Эта величина дает меру качества изображения, т. к. обе величины n и q связаны с правильностью передачи. Чем меньше n и q, тем больше искажения (аберрации, дифракция света, размытие слоя, рассеянный свет и т. д.) и тем хуже информация.

Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, т. 1, 2 изд., М.—Л., 1948, гл. 8, 10, 14; 2) Рождественский Д. С., Когерентность лучей при образовании изображения в микроскопе, «ЖЭТФ», 1940, т. 10, вып. 3, с. 305—30; 3) его же, К вопросу об изображении прозрачных объектов в микроскопии, М., 1941 (Тр. Гос. оптич. ин-та, т. 14, вып. 112—120, с. 16—40); 4) Optical images assessment using frequency response techniques, L., 1958.

Г. Г. Слюсарев.

ИЗОГИПСЫ — см. *Изолинии*.

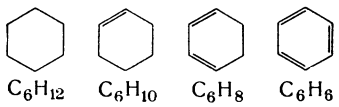
ИЗОЛИНИИ (в геофизике) — линии, проводимые на географич. картах, картах погоды, вертикальных разрезах и графиках, соединяющие точки с одинаковым значением той или иной величины. Ниже перечисляются И., применяемые в геофизике.

Изаллобары — линии на картах погоды, соединяющие точки с одинаковым изменением атм. давления, произошедшим за определенный промежуток времени (напр., за 6, 12 или 24 часа). Изаллотермы — линии равного изменения темп-ры воздуха, произошедшего за определенный промежуток времени. Изаномалы темп-ры воздуха — линии на географич. карте, соединяющие точки с одинаковым отклонением темп-ры воздуха или от ее средней многолетней величины, или от ее средней величины для широты данного места. Изаномалы могут быть применены и для других величин, напр. влажности, давления. Изоамплитуды — линии равного значения амплитуды или разницы между наивысшей и наинизшей темп-рой (влажностью, давлением) суток, месяца, года. Изоанемоны (или изовеллы) — линии равной средней скорости ветра. Изобары — линии равного атм. давления. Изобаты — линии, соединяющие точки с одинаковой глубиной водоема (моря, озера и др.). Изограммы — линии равных значений напряжения силы тяжести. Изогеотермы — линии равной темп-ры различных слоев земли. Изогнеты — линии, соединяющие точки с одинаковым количеством осадков, выпавших за определенный период (сутки, месяц, год). Изогипсы — линии равной высоты места. Изогипсы абс. топографии изобарич. поверхности — линии пересечения стандартной изобарич. поверхности с соответствующими поверхностями уровня силы тяжести. Изогипсы относительной топографии изобарич. поверхностей — линии равного превышения одной стандартной изобарич. поверхности над другой. Изогоны — линии равного магнитного склонения, а также линии равного направления ветра. Изоденсы — линии равной плотности воздуха, воды. Изодинамы — линии, соединяющие точки с одинаковой напряженностью магнитного поля. Изоклины — линии равного магнитного наклонения. Изокорелляты — линии, проводимые через точки с одинаковым значением коэфф. корреляции. Изонефы — линии, соединяющие точки, в к-рых наблюдается одинаковая облачность. Изопикны — линии равной плотности воды на диаграммах морских гидрологич. разрезов. Изоплеты — линии равного значения к.-л. геофизич. величины, связывающие на графике эту величину с двумя другими, значения к-рых откладываются по осям координат. Изопоры — линии на географич. карте, соединяющие точки с одинаковыми вековыми изменениями земного магнетизма. Изосейсты — линии, соединяющие точки с одинаковой интенсивностью землетрясения. Изостеры — линии равных удельных объемов на диаграммах морских гидрологич. разрезов. Изотахи — то же, что и изоанемоны, а также линии одинаковой скорости течения воды на диаграммах поперечного разреза реки. Изотенденции — частный вид изаллобар — линии на картах погоды, соединяющие точки с одинаковым изменением атм. давления на 3 часа (т. н. тенденции). Изотермобаты — линии равной темп-ры воды на глубинах. Изотермы — линии равной темп-ры воздуха, воды, почвы. Изохроны — линии одновременного наступления к.-л. геофизич. явления. Изоцерани. линии — линии равной повторяемости гроз. Изэнтропы — линии равного значения энтропии воздуха или потенциальной темп-ры.

Лит.: 1) Аверкиев М. С., Метеорология, т. 1, [М.], 1951; 2) Курс климатологии, под ред. Е. С. Рубинштейна, Л.—М., 1940; 3) Белинский В. А., Динамическая метеорология, М.—Л., 1948; 4) Тверской П. Н., Курс геофизики, 4 изд., Л.—М., 1939; 5) Хромов С. П., Основы синоптической метеорологии, Л., 1948; 6) Шокальский Ю. М., Физическая океанография, Л., 1933.

ИЗОЛОГИЧЕСКИЕ РЯДЫ — группы органич. соединений, одинаковые по структуре и содержащие одни и те же функциональные группы, но отличаю-

щиеся степенью насыщенности, т. е. числом π-связей в молекуле. Напр., этан $CH_3—CH_3$, этилен $CH_2=CH_2$, ацетилен $CH\equiv CH$; циклогексан C_6H_{12}, циклогексен C_6H_{10}, циклогексадиен C_6H_8, бензол C_6H_6 (см. рис.). В И. р. содержание водорода от члена к члену уменьшается на четное число атомов.



ИЗОЛЮКСЫ — кривые равной *освещенности*, выраженной в *люксах*.

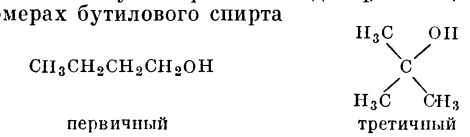
ИЗОЛЯЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ — см. *Электроизоляционные материалы*.

ИЗОМЕРИЯ химич. соединений заключается в существовании соединений, к-рые при одинаковом составе и молекулярном весе различаются между собой по строению, физич. и химич. свойствам. Различают структурную И., обусловленную различным порядком связей между атомами в молекуле, и пространственную И. (стереоизомерию), вызываемую различным расположением атомов или атомных групп в пространстве.

К структурной И. относятся: И. скелета — различное взаимное расположение атомов углерода, образующих скелет молекулы, напр. для пентана C_5H_{12} возможны 3 изомера:

	Уд. вес	$t_{пл}$°C	$t_{кип}$°C
$CH_3—CH_2—CH_2—CH_2—CH_3$ норм. пентан	0,630	—129,7	36,3
$CH_3—CH(CH_3)—CH_2—CH_3$ изопентан	0,621	—160,0	27,95
$CH_3—C(CH_3)_2—CH_3$ диметилпропан	0,613	—20	9,5

И. положения — различное положение функциональных групп (OH, NO_2 и др.) в молекуле при одном и том же углеродном скелете; И. скелета и И. положения могут встречаться одновременно, напр., в изомерах бутилового спирта



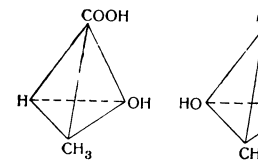
первичный третичный

И., связанная с наличием в молекулах изомеров радикалов различного состава и строения, наз. метамерией, напр. для простого эфира $C_4H_{10}O$ известны 2 изомера (метамера)

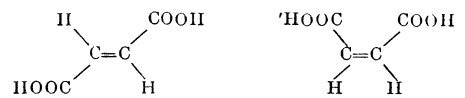
	Уд. вес	$t_{кип}$ °C
$CH_3—O—CH_2CH_2CH_3$ метилпропиловый эфир	0,738	39
$CH_3CH_2—O—CH_2CH_3$ диэтиловый эфир	0,708	35

Структурная И. может быть обусловлена различным характером функциональных групп, в этом случае изомеры принадлежат к различным классам соединений; напр., этиловый спирт CH_3CH_2OH и диметиловый эфир CH_3OCH_3 обладают общим составом C_2H_6O. Особый случай И. — т. н. таутомерия (динамич. И.) — существование соединения в двух или более изомерных формах, легко переходящих одна в другую; напр., т. н. ацетоуксусный эфир существует в виде равновесной смеси кето-формы и енольной формы (с преобладанием первой):

К пространственной И. относятся: оптическая И. — существование соединения в двух зеркально-изомерных формах (рис.), обусловленная асимметрич. строением молекулы; оптич. изомеры вращают плоскость поляризации света в противоположных направлениях и способны кристаллизоваться в асимметричных, т. н. энантиоморфных формах (см. *Стереохимия*, *Оптическая активность*); геометрическая И., обусловленная различным расположением заместителей в пространстве относительно плоскости двойной связи (>C=C<, >C=N—, —N=N—) или плоскости кольца, напр. структурной формуле HOOCCH = CHCOOH соответствуют две различные кислоты



Оптические изомеры молочной кислоты $CH_3C^*H(OH)COOH$; асимметрический атом (C*) находится в центре тетраэдра.



фумаровая кислота (транс-изомер) $t°_{пл}$ = 286° C

малеиновая к-та (цис-изомер) $t°_{пл}$ = 130,5°C

И. такого типа часто наз. цис-транс И.

Лит.: 1) Бартон Д., Стереохимия, в кн.: Перспективы развития органической химии, пер. с англ., М., 1959; 2) Каррер П., Курс органической химии, пер. с нем., Л., 1960.

Я. Ф. Комиссаров.

ИЗОМЕРИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР — явление высвечивания возбужденных состояний атомных ядер с измеримыми (т. е. достаточно длительными) временами жизни. Вначале И. а. я. была установлена у радиоактивных ядер. В 1921 г. О. Ган открыл новое радиоактивное вещество уран Z(UZ), ядра к-рого имели те же порядковый номер и массовое число, что и известный изотоп уран X_2 (UX_2), но отличались от последнего радиоактивными свойствами. По аналогии с изомерными органич. соединениями UZ и UX_2 стали называться ядерными изомерами. В 1935 г. И. В. Курчатовым, Б. В. Курчатовым, Л. В. Мысовским и Л. И. Русиновым была открыта И. а. я. у искусственно-радиоактивных ядер. Они установили, что при облучении нейтронами обычного брома, состоящего из двух стабильных изотопов Br^{79} и Br^{81}, образуются радиоактивные вещества с тремя различными периодами распада. Отсюда следовало, что одному из радиоактивных изотопов Br^{80} или Br^{82}, образовавшихся при захвате нейтронов, принадлежат две активности с различными периодами распада. Было установлено, что таким изотопом является Br^{80}.

В 1936 г. Вейцзекер (Weizsäcker C. F.) показал, что И. а. я. связана с наличием у ядер т. н. *метастабильных состояний*, т. е. возбужденных состояний с измеримым временем жизни τ. Величина τ в зависимости от свойств уровней и разности энергий между ними может меняться в очень широких пределах — от нескольких тысяч лет (напр., изомер Np имеет период распада 5500 лет) до минимальных времен, доступных совр. технике измерений.

Метастабильные состояния образуются также и в ядрах стабильных изотопов. В этих случаях вы-

свечивание изомерного (метастабильного) состояния происходит путем испускания γ-лучей и конверсионных электронов. Здесь наблюдается один период распада. Следовательно, наличие двух различных периодов распада, как это имеет место у изомеров радиоактивных изотопов, в общем случае не является обязательным для И. а. я. Т. о., И. а. я. представляет собой частный случай более общего явления высвечивания возбужденных состояний ядер.

Из закономерностей радиационных переходов следует (см. *Гамма-лучи*), что вероятность перехода сильно уменьшается, а τ резко возрастает с уменьшением энергии перехода $\hbar\omega$, в особенности при высоких мультипольностях. При фиксированном $\hbar\omega$ наблюдается рост τ с повышением мультипольности перехода.

Изомеры со сравнительно большими τ обычно имеют место при переходах высокой мультипольности. Согласно оболочечной модели, близкие уровни с сильно различающимися I могут встречаться в определенных областях атомных весов ядер. Такое «островное» распределение долгоживущих изомеров действительно имеет место, как это видно из рис. 1. Острова

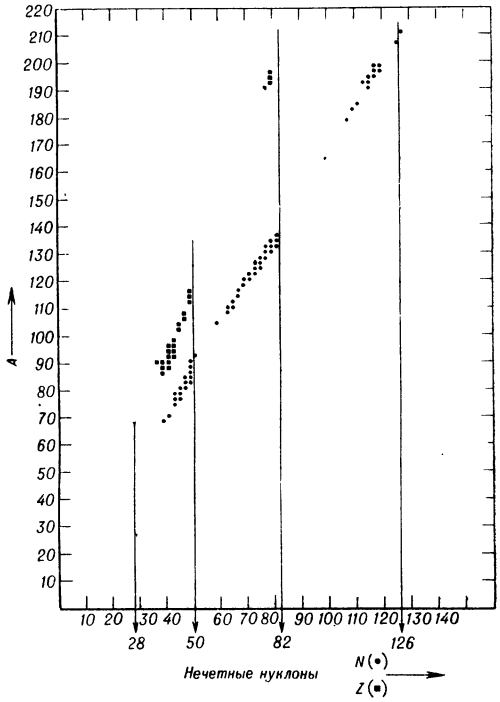


Рис. 1. Распределение долгоживущих изомеров для ядер с нечетным массовым числом A. По оси ординат отложено массовое число ядра, по оси абсцисс — число нечетных нейтронов или протонов.

изомерии расположены непосредственно перед магическими числами со стороны меньших A.

На рис. 2 приведены нижние энергетич. уровни изотопов Te. Из рис. видно, что в нек-рых изотопах Te изомерный переход M4 ($h_{11/2} \to d_{3/2}$) имеет место между первым возбужденным состоянием и основным (h и d означают, как обычно, орбитальные моменты соотв. уровней, а индексы при них — значения спина). В других изотопах переход M4 происходит между вторым и первым возбужденными состояниями.

В нек-рых случаях в одном и том же ядре могут наблюдаться два изомерных перехода (см. рис. 3 для ядра Ir^{192}). Как правило, метастабильные состояния с большими временами жизни наблюдаются вблизи основного состояния. При большой энергии возбуждения такие состояния обычно отсутствуют, т. к. здесь уровень может высветиться многими различными способами, среди к-рых могут быть один или несколько

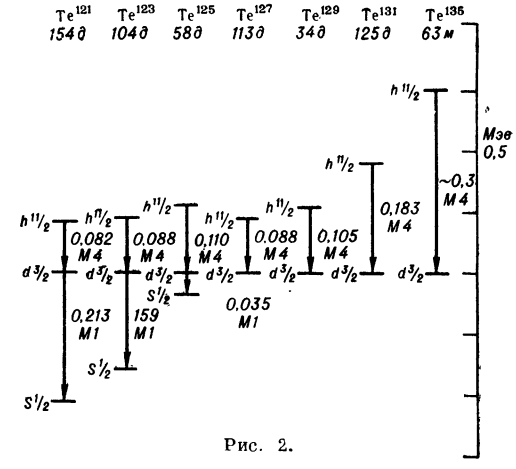


Рис. 2.

переходов, идущих с большой вероятностью. Исключением является только несколько особых случаев. Один из них приведен на рис. 4. У Hf^{180} пятый возбужденный уровень имеет период полураспада, равный 5,5 часа. Все ниже расположенные состояния образуют полосу вращательных уровней вытянутого ядра Hf^{180}. Все эти уровни по своим свойствам очень сильно отличаются от состояния 9^-. В результате этого идущий с наибольшей вероятностью E1 переход с энергией 57,6 *кэв* оказывается запрещенным в 10^{16} раз по сравнению с переходом

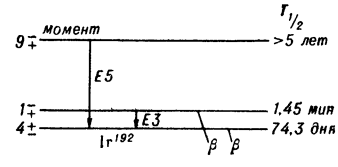


Рис. 3.

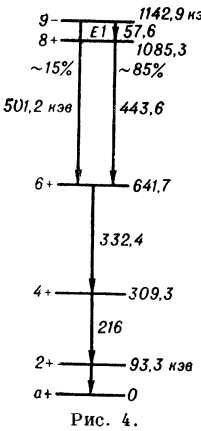


Рис. 4.

такой же энергии между одночастичными уровнями. Изучение радиационных свойств уровней ядра, в том числе и И. а. я., представляет большой интерес для понимания основных свойств атомных ядер.

Лит.: 1) Курчатов И. В., Русинов Л. И., в кн.: Юбилейный сборник, посвященный тридцатилетию Великой Октябрьской социалистической революции, ч. 1, М.—Л., 1947, с. 285; 2) Корсунский М. И., Изомерия атомных ядер, М., 1954; 3) Грошев Л. В. и Шапиро И. С., Спектроскопия атомных ядер, М., 1952, гл. 3; 4) Русинов Л. И., Драбкин Г. М., Ядерная изомерия и структура атомных ядер, «УФН», 1958, т. 64, вып. 1, с. 93; 5) Goldhaber M., Hill R. D., Nuclear isomerism and shell structure, «Revs. Modern Phys.», 1952, v. 24, № 3, p. 179; 6) Голдхабер М. и Суньяр А. У., Классификация ядерных изомеров, в кн.: Бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., М., 1959, гл. 16 (II); 7) Машковский С. А., Теория мультипольного излучения, там же, гл. 13; 8) Goldhaber M., Weneser J., Electromagnetic transitions in nuclei, «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1955, v. 5, p. 1; 9) Джелепов Б. С. и Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер, М.—Л., 1958. *Л. В. Грошев.*

ИЗОМОРФИЗМ — свойство химически и геометрически близких атомов, ионов и их сочетаний замещать друг друга в кристаллич. решетке, образуя кристаллы переменного состава — *твердые растворы* замещения. При этом под химически близкими разумеются атомы

и ионы одинаковой валентности и группы атомов и ионов с одинаковой суммой валентности, а под геометрически близкими — частицы приблизительно равного объема (с отклонением не более 5—7%). Примером совершенного И. служат кристаллы квасцов $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$, в которых 1-валентные ионы K могут в любом количестве замещаться 1-валентными же ионами Rb, NH_4 и др., имеющими приблизительно одинаковый с ионами K радиус, а 3-валентные ионы Al — 3-валентными Fe, Cr и др. с радиусами, близкими к радиусу Al. Совершенно изоморфные кристаллы имеют одинаковую форму (по сходству углов между соответственными гранями). Один из совершенно изоморфных кристаллов может служить затравкой при выращивании другого. Друг с другом они могут давать закономерные сростки и один может обрастать другим, находясь в растворе последнего. Др. примером совершенного И. являются минералы альбита $NaAlSi_3O_8$ и анортита $CaAl_2Si_2O_8$, дающие непрерывный ряд смешанных кристаллов при замещении группы NaSi группой CaAl, в к-рых сумма валентностей равна 5.

Соединения $BaSO_4$ и $KMnO_4$ могут образовывать смешанные кристаллы только ограниченной смесимости. Такие кристаллы относятся к категории кристаллов с менее совершенным И. Соединения $CaCO_3$ (кальцит) и $NaNO_3$ (селитра) обнаруживают И. в силу сходства групп NaN и CaC по признаку равенства сумм валентностей (6), но не по близкому сходству объемов. Еще меньше совершенство И. у этих кристаллов сказывается в том, что они совсем не дают смешанных кристаллов, но могут давать закономерные сростки, служить возбудителями кристаллизации по отношению друг к другу и образовывать кристаллы одинаковой формы. Явно несовершенный И. наблюдается в таких мало сходных по химич. ф-ле веществах, как KJ и слюда $(KH)_2Al_2Si_2O_8$. Благодаря сходству только в величине нек-рых параметров кристаллич. решетки кристаллы KJ, не образуя со слюдой смешанных кристаллов, при выделении из водного раствора на поверхности слюды располагаются строго параллельно и антипараллельно по отношению друг к другу (см. *Эпитаксия*). И. часто смешивают с изоструктурностью. Типичным примером изоструктурных кристаллов могут служить неизоморфные кристаллы KCl и NaCl, принадлежащие к одному и тому же типу структуры и имеющие одинаковый внешний облик. Эти кристаллы, выделяясь из смешанного раствора, не дают смешанных кристаллов, не образуют закономерных сростков, не обрастают друг друга и кристаллы одного из этих веществ не могут возбуждать кристаллизацию другого. Причина отсутствия истинного И. в данном случае объясняется слишком большой разницей в величине ионных радиусов Na и K (0,98 и 1,33).

Лит.: 1) Менделеев Д. И., Основы химии, т. 1—2, 13 изд., М.—Л., 1947; 2) Гольдшмидт В. М., Кристаллохимия, пер. [с нем.], Л., 1937; 3) Апшелес О. М., Начала кристаллографии, Л., 1952; 4) Бокий Г. Б., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960. *А. В. Шубников.*

ИЗОПЕРМ — представитель группы сплавов на железо-никелевой основе, часто с присадками Cu или Al, применяемых в качестве *магнитно-мягких материалов*. Состав И.: 36—50% Ni, 45—60% Fe,5—15% Cu (или 4—5% Al). В слабых и средних магнитных полях И. имеют прямолинейную кривую намагничивания, магнитную проницаемость, не зависящую от величины магнитного поля и магнитной предыстории, и малые потери на гистерезис. Такие свойства И. приобретает в результате сложной обработки: холодной прокатки с обжатием не менее 98%, последующего отжига при 1000—1200°C, окончательной холодной прокатки с обжатием на 50—60%. Сплав обладает анизотропией магнитных свойств, заключающейся в том, что оси легчайшего намагничивания отдельных кристаллов ориентируются в плоскости, перпендикулярной поверхности листа.

В качестве примера в таблице приведены основные свойства И. двух составов:

Состав И.	Начальная проницаемость, μ_0 (гс/э)	Максимальная проницаемость, μ_{max} (гс/э)	Коэрцитивная сила, H_c (э)	Индукция насыщения, $4\pi I_s$ (гс)	Удельное электросопротивление, ρ (мком/см)
50% Ni; 50% Fe	90	100	6	1 600	40
36% Ni; 9% Cu; 55%Fe	60	65	6	—	70

И. применяется при звуковых частотах, когда требуется постоянство проницаемости и высокая стабильность магнитных свойств.

Лит.: 1) Займовский А. С. и Чудновская Л. А., Магнитные материалы, 3 изд., М., 1957, с. 107; 2) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956, с. 94, 102 и 107.
Я. С. Шур, И. Е. Старцева.

ИЗОПОВЕРХНОСТИ (в геофизике) — поверхности, к-рые можно провести через точки с одинаковым значением той или иной геофизич. величины в атмосфере, гидросфере или литосфере. И. дают ясное представление о поле или пространственном распределении таких геофизич. величин, как давление, темп-ра, плотность воздуха или воды, потенциал силы тяжести, потенциал электрического или магнитного поля и др. Все эти величины однозначны, т. е. каждая из них может иметь в данной точке лишь одно определенное значение. Поэтому И. к.-л. геофизич. величины не могут пересекаться. Кроме того, И. непрерывны, т. е. в пределах поля не обрываются; они или замыкаются или кончаются на границах поля. Если И. проведены для отдельных значений величины, отличающихся друг от друга на одно и то же число, то по густоте И. можно судить о степени изменения рассматриваемой величины или о ее градиенте.

Наиболее часто употребляются в геофизике следующие И.: изобарические — поверхности равного давления воздуха в атмосфере или воды в море; изогеопотенциальные — поверхности равного значения потенциала силы тяжести; изогеотермические — поверхности равного значения темп-ры различных слоев земли; изопикнические, или изостерические, — поверхности равной плотности или равного удельного объема воздуха или воды; изопотенциальные — поверхности равного электрического или магнитного потенциала; изотермические — поверхности равного значения темп-ры воздуха или воды; изэнтропические — поверхности равного значения энтропии воздуха или равного значения потенциальной темп-ры воздуха.

И. двух различных геофизич. величин могут пересекаться между собой, образуя *изолинии* этих величин.

Лит. см. при ст. *Изолинии.*

ИЗОСВЕЧИ — кривые равной *силы света*, выраженной в *свечах*.

ИЗОСПИН — то же, что *Изотопический спин*.

ИЗОСТАЗИИ ГИПОТЕЗА — гипотеза о равновесном состоянии земной коры, а также о процессе восстановления этого равновесия, постоянно нарушаемого тектонич. преобразованиями и перемещениями масс. Первоначально И. г. была высказана в середине 19 в. Д. Праттом и Г. Эри для объяснения обнаруженного в Гималаях несоответствия теоретич. и расчетного уклонений отвеса. Было предположено, что отдельные блоки земной коры как бы плавают

в пластич. магме; чем больше высота блока, тем глубже он погружен в магму (Эри) или тем меньше плотность вещества в этом блоке (Пратт). На нек-рой глубине, наз. глубиной компенсации, имеет место одинаковое давление. Существует также ряд других схем И. г. Современные исследования толщин земной коры согласуются с выводами И. г., однако только в отношении больших областей земной поверхности — горных массивов или даже континентов.

Лит.: 1) Боуи В., Изостазия, пер. с англ., М.—Л., 1936; 2) Люстих Е. Н., Изостазия и изостатические гипотезы, «Тр. Геофизич. ин-та», 1957, № 38 (165); 3) Михайлов А. А., Курс гравиметрии и теории фигуры Земли, 2 изд., М., 1939, гл. 8. *Н. П. Грушинский.*

ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ АТМОСФЕРА — см. *Политропная атмосфера.*

ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС — термодинамический процесс, протекающий при постоянной темп-ре. Как И. п. может рассматриваться процесс в термодинамич. системе, заключенной в термостат с теплопроводящими стенками, протекающий при бесконечно медленном изменении внешних параметров, определяющих состояние системы. При конечной скорости изменения параметров в системе, вообще говоря, не успевает устанавливаться постоянная темп-ра; происходит локальный разогрев (или охлаждение) и, следовательно, нарушается изотермичность процесса. Практически близки к И. п. все процессы, протекающие медленно по сравнению с характерным временем передачи тепла внутри системы и от системы к термостату, если последний представляет собой источник (поглотитель) тепла с постоянной темп-рой.

И. п. может быть как обратимым, так и необратимым. Примером необратимого И. п. может служить химич. реакция, протекающая в однородной системе, в к-рой поддерживается постоянная темп-ра (и давление). В результате реакции энтропия возрастает, что и свидетельствует о необратимости процесса. Другой важный пример И. п. — *Джоуля — Томсона эффект* в *идеальном газе.*

Необратимый И. п., протекающий при постоянном объеме, сопровождается уменьшением *свободной энергии* ($\delta F < 0$). Аналогично, при постоянном давлении уменьшается термодинамич. потенциал ($\delta\Phi < 0$). Соответственно, состояние истинного термодинамич. равновесия определяется условиями: $F = F_{\min}$ при $T = \text{const}$, $V = \text{const}$, $\Phi = \Phi_{\min}$ при $T = \text{const}$ и $p = \text{const}$. Этот вывод получается при подстановке основного неравенства для необратимых процессов $dQ < Tds$ в соотношение $dQ = dE + pdV$, где Q — тепло, полученное (или отданное) системой, E — внутренняя энергия системы.

Для того чтобы И. п. в данной системе был обратимым, должны выполняться следующие условия: а) теплообмен с окружающей средой происходит обратимым путем (т. е. темп-ра окружающей среды равна темп-ре системы); б) внутреннее давление равно внешнему давлению; в) в процессе изменения состояния соблюдается равенство $\sum_i \Lambda_i d\lambda_i = 0$, где Λ_i — нек-рые ф-ции состояния тела, а λ_i — внешние параметры (помимо объема), определяющие состояние системы. При наличии таких параметров к дифференциалам всех термодинамич. потенциалов следует добавить член $\sum_i \Lambda_i d\lambda_i$ (напр., дифференциал свободной энергии системы имеет вид $dF = -SdT - pdV + \sum_i \Lambda_i d\lambda_i$). Наиболее распространенным примером, когда имеются добавочные параметры λ_i, могут служить системы с переменным числом частиц. К дифференциалам их термодинамич. потенциалов следует добавлять член вида $\sum_i \mu_i dN_i$ (суммирование проводится по всем сортам частиц, имеющихся в системе; μ_i, N_i — соответственно химич. потенциалы и число частиц i сорта). При описании поведения диэлектрика в электрич. поле роль λ_i играет D — электрич. индукция, а в качестве Λ_i выступает E — напряженность электрич. поля. Т. о., если нет других параметров, характеризующих состояние системы, кроме объема, и выполняются условия а) и б), И. п. обратим. В частности, изотермич. изменение объема идеального газа является обратимым И. п. Работа, совершенная над системой (или системой) при обратимом И. п., равна изменению свободной энергии системы: $dR = dE - dQ = dE - TdS = d(E - TS) = dF$. Для замкнутого обратимого И. п. работа равна нулю. Для И. п. свободная энергия играет ту же роль, что потенциальная энергия в обычной механике, она определяет максимальную работу, к-рую может произвести система при И. п. Количество тепла, полученное системой при обратимом И. п., проще всего определяется из основного ур-ния для обратимых процессов $dQ = TdS$, к-рое дает: $\Delta Q = T(S_2 - S_1)$, где ΔQ — тепло, полученное системой, S_2 и S_1 — энтропия системы в конечном и начальном состояниях. В случае идеального газа $\Delta Q = NkT \ln(p_1/p_2)$, где p_1 и p_2 — давления начального и конечного состояний соответственно, N — число частиц, k — постоянная Больцмана. Работа R, производимая при изотермич. изменении объема, определяется соотношением:

$$R = F_2 - F_1 = NkT \ln(v_1/v_2) = NkT \ln(p_2/p_1).$$

Для идеального газа выполняется соотношение $R + \Delta Q = \Delta E = 0$, т. к. энергия идеального газа при И. п. остается неизменной. Изотермич. расширение (и сжатие) входит как составная часть в *Карно цикл*, имеющий важное значение для тепловых машин.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, М.—Л., 1951 (Теоретическая физика, т. 4); 2) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, М.—Л., 1950; 3) Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955. *В. П. Смилга.*

ИЗОТЕРМЫ РЕАКЦИИ УРАВНЕНИЕ (или Вант-Гоффа уравнение) — соотношение, определяющее изменение *термодинамического потенциала* (в химич. литературе изобарно-изотермич. потенциал) или свободной энергии (в химич. литературе изохорно-изотермич. потенциал), обусловленное протеканием химич. реакции с заданными активностями реагирующих веществ при постоянной темп-ре T. В общем виде И. р. у. имеет вид:

$$\Delta Z = RT(\ln K_{a'} - \ln K_a), \qquad (1)$$

где ΔZ — изменение термодинамич. потенциала или свободной энергии, R — газовая постоянная, $K_{a'}$ — величина, выражающаяся через неравновесные активности реагентов при заданных концентрациях, так же как и константа равновесия K_a, через равновесные значения активностей в той же химич. реакции. Если все активности, содержащиеся в $K_{a'}$, равны единице, ур-ние (1) принимает вид:

$$\Delta Z^0 = -RT \ln K_a. \qquad (2)$$

Значения ΔZ, относящиеся к этим условиям, называются стандартными и отмечаются верхним индексом ^{0}. Соотношение (2) дает возможность находить константу равновесия, если известно ΔZ^0, к-рое можно определить, в частности, путем измерения электродвижущей силы соответствующей гальванич. цепи. Величина ΔZ является характеристикой *химического сродства* веществ, т. е. способности вступать в химич. взаимодействие. И. р. у. позволяет опре-

делить, как изменяется химич. сродство для данной реакции при изменении прочих параметров, определяющих реакцию.

Т. о., с помощью И. р. у. можно установить, в каком направлении и до какого предела может протекать рассматриваемая химич. реакция при заданных начальных условиях.

Лит.: Киреев В. А., Курс физической химии, 2 изд., М., 1954.

ИЗОТОНЫ — атомы с одинаковым числом нейтронов в ядре. Подробнее см. *Изотопы.*

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ — см. *Изотопический спин.*

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СДВИГ — то же, что *изотопическое смещение.*

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН — величина, определяющая число частиц в группе, наз. зарядовым мультиплетом (более правильное название изобарический спин).

Опыт показывает, что существуют сильновзаимодействующие частицы, имеющие одинаковые свойства (спин, четность, почти одинаковую массу и одинаковые сильные взаимодействия), но отличающиеся электрич. зарядом (т. н. зарядовые мультиплеты) [1]. Примеры таких мультиплетов: протон и нейтрон (p, n), π-мезоны (π^0, π^+, π^-), Σ-гипероны (Σ^0, Σ^+, Σ^-) и т. д. Частицы, принадлежащие к одному зарядовому мультиплету, естественно рассматривать как различные зарядовые состояния одной и той же частицы, вводя дополнительную зарядовую переменную в волновую ф-цию. Тогда математич. выражением изотопич. инвариантности является инвариантность сильных взаимодействий относительно преобразований, действующих на зарядовую волновую ф-цию и формально аналогичных преобразованиям вращения, переводящим друг в друга различные компоненты зарядового мультиплета.

Понятие изотопич. инвариантности возникло первоначально в связи с изучением свойств ядерных взаимодействий [2,7].

Сходство свойств нейтрона и протона позволяет считать эти две частицы двумя разными состояниями одной частицы — нуклона [3]. Волновая ф-ция нуклона при этом оказывается зависящей не только от обычных переменных—координат и спина, но также еще от одной переменной ξ — зарядовой переменной, принимающей только два значения. Удобно условиться, что ξ может принимать значения $+^1/_2$ и $-^1/_2$ для протонного и нейтронного состояния соответственно, а значения ψ — ф-ции нуклона при этих значениях ξ расположить в вертикальный столбец $\begin{pmatrix}\psi_p\\ \psi_n\end{pmatrix}$, где ψ_p и ψ_n теперь уже зависят только от обычных переменных. Очевидно, что

$$\psi=\begin{pmatrix}\psi_p\\ \psi_n\end{pmatrix}=\psi_p\begin{pmatrix}1\\ 0\end{pmatrix}+\psi_n\begin{pmatrix}0\\ 1\end{pmatrix}. \qquad (1)$$

Ф-ция зарядовой переменной $p=\binom{1}{0}$ описывает чисто протонное, а ф-ция $n=\binom{0}{1}$ — чисто нейтронное состояние. Наиболее общий вид операторов, действующих на ф-ции зарядовой переменной нуклона, — эрмитовы матрицы, состоящие из 2 строк и 2 столбцов. Все они могут быть получены как линейные комбинации следующих четырех матриц, известных из теории частиц со спином $^1/_2$:

$$\tau_1=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix};\quad \tau_2=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix};\quad \tau_3=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix};$$
$$I=\begin{pmatrix}1&0\\0&1\end{pmatrix}. \qquad (2)$$

τ_1, τ_2, τ_3 наз. операторами составляющих вектора изотопич. спина $\boldsymbol{\tau}$. Нетрудно проверить, что

$$\tau^2=\tau_1^2+\tau_2^2+\tau_3^2=\frac{3}{4}I \quad\text{и}\quad \tau_3 p=\frac{1}{2}p,$$
$$\tau_3 n=-\frac{1}{2}n. \qquad (3)$$

Эти равенства можно интерпретировать так: нуклон имеет И. с., равный $^1/_2$ (собственное значение оператора τ^2 равно $^1/_2$ ($^1/_2+1$); для протона третья проекция И. с. равна $+^1/_2$, а для нейтрона $-^1/_2$).

Формализм И. с., как видно из изложенного, аналогичен формализму обычного спина. Эта аналогия обусловлена тем, что зарядовая переменная, так же как и спиновая переменная, может принимать конечное число значений (два — в случае спина, равного $^1/_2$). Надо только иметь в виду, что операторы И. с. τ_1, τ_2, τ_3 являются составляющими вектора $\boldsymbol{\tau}$ в т. н. изотопическом или зарядовом пространстве, которое не имеет никакого отношения к обычному пространству.

В процессах, в к-рых происходит превращение нейтрона в протон или наоборот (напр., β-распаде), вводятся операторы $\tau^{\pm}=\tau_1\pm i\tau_2$:

$$\tau^+ n=p,\quad \tau^- n=0,\quad \tau^+ p=0,\quad \tau^- p=n. \qquad (4)$$

Для одного нуклона формализм И. с. хотя и удобен, но не приводит к новым физич. результатам. Рассмотрим теперь систему двух нуклонов. Опытные факты указывают на то, что взаимодействие между двумя протонами и между двумя нейтронами одинаково (если отвлечься от электромагнитных сил, малых по сравнению с ядерными). Это — проявление т. н. зарядовой симметрии (но не зарядовой независимости, эквивалентной изотопич. инвариантности; см. ниже). Система двух протонов имеет зарядовую ф-цию p_1p_2, к-рой соответствует И. с. T, равный 1, и проекция T_3, равная $+1$ [$\hat{T}^2\cdot p_1p_2=2p_1p_2$, $\hat{T}_3p_1p_2=p_1p_2$; $\hat{T}^2=(\tau^{(1)}+\tau^{(2)})^2$, $\hat{T}_3=(\tau_3^{(1)}+\tau_3^{(2)})$; через $\hat{T}^2$ и $\hat{T}_3$ обозначены операторы квадрата И. с. и его третьей проекции, в отличие от собственных значений T и T_3]. Для системы двух нейтронов зарядовая ф-ция есть n_1n_2, что соответствует $T=1$ и $T_3=-1$. Зарядовая ф-ция системы нейтрон-протон может быть двух видов: p_1n_2 или p_2n_1. Удобнее ввести две линейные комбинации этих ф-ций:

$$\Phi_0'=\frac{1}{\sqrt{2}}(p_1n_2+p_2n_1);\quad \Phi_0^0=\frac{1}{\sqrt{2}}(p_1n_2-p_2n_1). \qquad (5)$$

Φ_0' симметрична, а Φ_0^0 антисимметрична по отношению к перестановке зарядовых переменных двух нуклонов. Следовательно, в первом случае волновая ф-ция координат и спинов должна быть антисимметричной, а во втором случае — симметричной (обобщенный принцип Паули). Но Φ_0' соответствует полному И. с. $T=1$ и $T_3=0$, а в состоянии, описываемом ф-цией Φ_0^0, $T=0$ и $T_3=0$. Поэтому в системе (n, p) с $T=1$ осуществляются те же состояния, что и в системе (p, p) или (n, n), напр. $^1S_0$, $^3P_{0,\,1,\,2}$, $^1D_2$ и т. п. Важным физич. фактом, доказанным экспериментально, является то, что взаимодействие в системе с $T=1$ такое же, как и в системах (p, p) и (n, n). Это означает, что взаимодействие двух нуклонов зависит только от величины И. с. системы T, но не от его проекции T_3. Такое свойство взаимодействия действительно имеет место, если выражение для энергии взаимодействия двух нуклонов является инвариантом в изотопич. пространстве. Для системы двух нуклонов можно составить два инвариантных изотопич. оператора: T и $\boldsymbol{\tau}^{(1)}\boldsymbol{\tau}^{(2)}$. Поэтому выражение для потенциальной энергии V должно иметь вид:

$$V=V_1+V_2\boldsymbol{\tau}^{(1)}\boldsymbol{\tau}^{(2)}, \qquad (6)$$

где V_1 и V_2 — операторы, действующие только на координаты и спиновые переменные.

Приведенное выражение для V имеет вид скаляра, построенного из матриц $\tau^{(1)}$, $\tau^{(2)}$, I, что указывает на инвариантность взаимодействия относительно преобразований, аналогичных преобразованию вращения, при к-рых зарядовая волновая ф-ция преобразуется как спиновая ф-ция частицы со спином, равным $^1/_2$. Полный гамильтониан системы двух нуклонов будет при этом тоже изотопически инвариантным оператором, так как, если пренебречь малой разностью масс протона и нейтрона, гамильтонианы свободного нейтрона и свободного протона одинаковы.

Рассмотрим теперь взаимодействие π-мезонов с нуклонами. Так как существуют три π-мезона (π^+, π^0, π^-), то π-мезон должен описываться в зарядовом пространстве трехкомпонентной ф-цией. Поскольку πN-взаимодействие не должно нарушать изотопич. инвариантности NN-взаимодействий, πN-взаимодействие также должно записываться в инвариантной относительно изотопич. вращений форме, для чего необходимо, чтобы волновая ф-ция π-мезонов преобразовывалась как вектор в зарядовом пространстве, что соответствует И. с., равному единице [4—6].

Ввиду полной аналогии между изотопич. преобразованиями и обычными вращениями, в теории изотопич. инвариантности можно пользоваться обычным аппаратом квантовой механики. В частности, число частиц в зарядовом мультиплете равно $2I + 1$, где I — И. с. мультиплета, причем различным зарядам соответствуют различные собственные значения I_3. Полный И. с. системы частиц, получающийся сложением изотопич. спинов частиц, сохраняется при взаимодействии, и амплитуды переходов зависят только от I, но не от I_3 в силу инвариантности относительно изотопич. вращений. Так, напр., поскольку И. с. нуклона равен $^1/_2$, а π-мезона 1, система может иметь изотопич. спин $I = {}^1/_2$ либо $I = {}^3/_2$. Три амплитуды

$$\begin{aligned} \pi^+ + p &\to \pi^+ + p, & f^+ \\ \pi^0 + p &\to \pi^0 + p, & f^\circ \\ \pi^- + p &\to \pi^- + p, & f^- \end{aligned}$$

выражаются через две изотопич. амплитуды $f^{1/2}$ и $f^{3/2}$:

$$f^+ = f^{3/2}$$

$$f^0 = \sqrt{\tfrac{2}{3}}\,(f^{3/2} - f^{1/2})$$

$$f^- = \tfrac{1}{3}\,(2f^{3/2} + f^{1/2}).$$

Эти соотношения позволяют уменьшить число независимых переменных при *фазовом анализе*, а также могут быть проверены непосредственно, так как из них вытекает следующее неравенство для сечений σ^+, σ^0, σ^-:

$$|\sqrt{\sigma^+} - \sqrt{\sigma^-}| \leqslant \sqrt{2\sigma^0} \leqslant \sqrt{\sigma^+} + \sqrt{\sigma^-}.$$

Простой способ получения соотношений между сечениями, вытекающих из изотопич. инвариантности, описан в [7].

В отличие от инвариантности относительно обычных вращений, изотопич. инвариантность имеет приближенный характер, являясь свойством только сильных взаимодействий. Действительно, электромагнитное взаимодействие зависит от I_3 и, следовательно, нарушает изотопич. инвариантность. Ввиду этого соотношения, следующие из изотопич. инвариантности, должны соблюдаться только с точностью до электромагнитных поправок, величина к-рых определяется безразмерным параметром $e^2/hc \approx {}^1/_{137}$ и может составлять несколько процентов. Разности масс в зарядовых мультиплетах $m_p - m_n = 1{,}3$ *Мэв*, $m_{\pi^\pm} - m_{\pi^0} = 4{,}6$ *Мэв* оказываются того же порядка и, по-видимому, тоже имеют электромагнитное происхождение.

Наиболее точная экспериментальная проверка изотопич. инвариантности πN-взаимодействия производилась для реакций:

$$p + d \to H^3 + \pi^+, \quad p + d \to He^3 + \pi^0.$$

И. с. дейтрона равен нулю, поэтому в реакции участвует только одно изотопич. состояние и сечения должны относиться как 2 : 1 соответственно. Измеренная на опыте [8] величина этого отношения равна 2,13 $\pm$ $\pm$ 0,06. Наблюдаемое отклонение от 2 может быть объяснено электромагнитными поправками. Можно утверждать, что для πN-взаимодействий изотопич. инвариантность выполняется на опыте с точностью до электромагнитных поправок.

Концепция изотопич. инвариантности оказалась особенно плодотворной в физике странных частиц. В течение длительного времени представлялось загадочным, почему странные частицы имеют большие времена жизни ($\sim 10^{-10}$ *сек*), несмотря на наличие у них сильных взаимодействий, к-рые должны бы давать времена жизни порядка 10^{-23} *сек*. Объяснение было найдено одновременно Гелл-Манном и Нисиджима [9] и заключается в том, что И. с. странных частиц таковы, что они не могут распадаться на π-мезоны и нуклоны с сохранением И. с. Так, напр., Λ-гиперон является изотопич. синглетом с $I = 0$, $I_3 = 0$, в то время как нуклон и π-мезон, на к-рые они распадаются по схемам

$$\Lambda^0 \to p + \pi^-; \qquad \Lambda^0 \to n + \pi^0,$$

могут находиться только в состояниях с $I = {}^3/_2$, $I = {}^1/_2$ и $I_3 = -{}^1/_2$. Поэтому распады странных частиц не могут происходить за счет сильного взаимодействия, сохраняющего I и I_3, и происходят только за счет слабого взаимодействия, при к-ром не сохраняются ни I, ни I_3. Заметим, что для объяснения стабильности странных частиц достаточно предположения о сохранении I_3. Сохранение в сильных взаимодействиях странных частиц не только I_3, но и I до наст. времени почти не проверено.

Изотопич. инвариантность означает особую симметрию сильных взаимодействий, не связанную с общими свойствами пространства и времени. Хотя изотопич. инвариантность достаточно хорошо установлена экспериментально, следует подчеркнуть, что связанные с нею свойства симметрии логически не вытекают из существующей теории и природа этих свойств симметрии пока не выяснена.

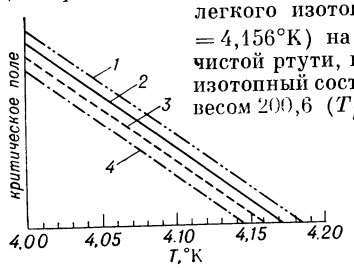
Лит.: 1) Окунь Л. Б., «УФН», 1957, т. 61, вып. 4, с. 535; 2) Ландау Л. и Смородинский Я., Лекции по теории атомного ядра, М., 1955; 3) Heisenberg W., «Z. Phys.», 1932, Bd 77, H. 1—2; 4) Бете Г. и Гофман Ф., Мезоны, пер. с англ., М., 1957 (Мезоны и поля, т. 2, разд. 4); 5) Ферми Э., Лекции о π-мезонах и нуклонах, пер. с англ., М., 1956; 6) Вик Г., Принципы инвариантности в ядерной физике, «УФН», 1959, т. 68, вып. 2; 7) Шмушкевич И., «ДАН СССР», 1955, т. 103, № 2, с. 235; Душин Н. и Шмушкевич И., там же, 1956, т. 106, № 5, с. 801; 8) Harting D. [a. o.], «Phys. Rev.», 1960, v. 119, № 5, p. 1716; 9) Gell-Mann M., там же, 1953, ser. 2, v. 92, № 3, p. 833; Nishijima K., «Progr. Theoret. Phys.», 1954, v. 12, № 1, p. 107; его же, там же, 1955, v. 13, № 3, p. 285.

И. Ю. Кобзарев, И. М. Шмушкевич.

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — зависимость *критической температуры* сверхпроводящего металла T_k от его изотопного состава; T_k возрастает при уменьшении среднего атомного веса исследуемого образца. Одновременно с изменением критич. темп-ры происходит подобное смещение всей кривой зависимости *критического магнитного поля* от темп-ры. H_{k0} — критич. магнитное поле при абс. нуле — изменяется пропорционально изменению T_k, т. е. отношение H_{k0}/T_k остается постоянным для различных изотопов данного сверхпроводящего металла. Зависимость

критич. темп-ры от атомного веса M образца для всех исследованных металлов может быть представлена в виде: $M^{1/2}T_k = \text{const}$.

Впервые И. э. наблюдался в 1950 г. [3] на ртути (см. рис.); было установлено, что критич. темп-ра легкого изотопа ртути Hg^{198} (T_k = = 4,156°К) на 0,021°К выше, чем у чистой ртути, имеющей естественный изотопный состав со средним атомным весом 200,6 (T_k = 4,177°К). В дальнейшем это явление было обнаружено на олове, таллии и свинце.



Изотопический эффект у ртути (по данным Рейнольдса и др.): *1* — массовое число $M = 199{,}5$; *2* — M = = 200,7 (естественный состав); *3* — M=202,0; *4* — M=203,3.

И. э. — один из основных явлений сверхпроводимости, указывающих на существенную роль электронно-фононного взаимодействия в сверхпроводящих металлах.

Лит.: 1) Шенберг Д., Сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1955; 2) Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959; 3) Maxwell E., «Phys. Rev.», 1950, ser. 2, v. 78, № 4, p. 477; его же, «National Bur. Stand. Circular 519», 1952, Oct. 6.

М. Н. Михеева.

ИЗОТОПИЧЕСКОЕ СМЕЩЕНИЕ (изотопический сдвиг) в атомных спектрах — сдвиг относительно друг друга атомных энергетич. уровней и спектральных линий, принадлежащих различным изотопам одного и того же элемента. Абс. величина И. с. изменяется с ростом порядкового номера элемента (рис. 1). Для объяснения специфич. характера зависимости было развито две теории [1, 2]: для И. с. спектров легких элементов — теория массового эффекта, для тяжелых — теория объемного эффекта.

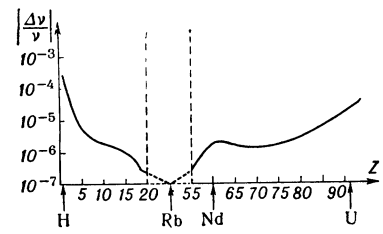


Рис. 1. Зависимость величины изотопического смещения от порядкового номера элемента.

Наличие И. с. в спектре водорода и водородоподобных ионов находит объяснение уже в рамках простой боровской теории при учете движения ядра вокруг центра инерции атома. В этом случае атомные энергетич. уровни зависят от массы ядра конкретного изотопа так, что чем больше масса ядра, тем глубже расположен спектральный терм. Этот тип И. с. наз. нормальным массовым эффектом. Абс. величина смещения термов двух изотопов относительно друг друга

$$\delta T = (m_e / m_p)\,[(A_2 - A_1)/A_1A_2]\,T_\infty, \qquad (1)$$

где A_1 и A_2 — массовые числа ядер изотопов, m_e и m_p — массы электрона и протона; T_∞ — значение спектрального терма для атома с бесконечно тяжелым ядром. И. с. в спектральных линиях представляет собой разность И. с. в термах (рис. 2). В спектрах многоэлектронных атомов, помимо норм. массового эффекта, имеет место др. тип И. с. — специфический массовый эффект. Этот тип И. с. чисто квантовой природы и возникает вследствие обменного взаимодействия между атомными электронами. Величина специфич. массового эффекта, так же как величина норм. массового смещения по (1), обратно пропорциональна A_2 и для массовых чисел $A \geqslant 100$—150 становится сравнимой с экспериментальными ошибками и даже меньше их. Однако специфич. эффект нельзя представить простым выражением типа (1).

Возникновение объемного эффекта связано с тем, что заряд ядра не сконцентрирован в одной точке, а распределен в нек-ром объеме. Потенциал взаимодействия электронов с ядром во внутренней области отличается при этом от кулоновского, поэтому спектральные термы проникающих электронов, по сравнению с термами точечного ядра, располагаются выше. Чем больше радиус распределения заряда в ядре (чем тяжелее изотоп), тем выше располагаются спектральные термы, т. е. направление смещения в этом случае противоположно направлению норм. массового эффекта. Наиболее проникающими, как известно, являются s-электроны, поэтому объемный эффект проявляется в основном на тех уровнях, в электронную конфигурацию которых входят валентные s-электроны. Для И. с. уровней s-электрона теория дает следующее выражение:

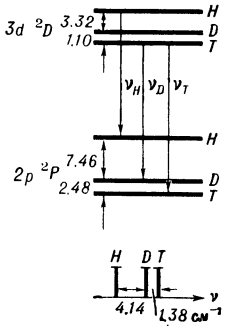


Рис. 2. Схема переходов и изотопическое смещение спектральных термов $3d(^2D)$ и $2p(^2P)$ изотопов водорода и изотопическая структура спектральной линии H_α.

$$\delta T_s = |\psi_s(0)|^2\, B(Z, r_0)\, \delta\langle r^2\rangle^{1/2}, \qquad (2)$$

где $|\psi_s(0)|^2$ — квадрат нерелятивистской волновой функции s-электрона в точке $r = 0$; $B(Z, r_0)$ — множитель, зависящий от заряда, радиуса и принятой модели ядра; $\delta\langle r^2\rangle^{1/2}$ — изменение среднего квадратичного радиуса распределения заряда в ядре между двумя изотопами данного элемента. Множитель B увеличивается по мере увеличения заряда ядра и его размеров: объемный эффект возрастает в сторону более тяжелых элементов. В средней области таблицы Менделеева объемный и массовый эффект малы по величине и противоположны по направлению смещения, поэтому суммарное смещение в этой области близко к нулю. Как видно из (2), величина объемного И. с. определяется теми свойствами ядра, которые влияют на изменение $\langle r^2\rangle^{1/2}$ при переходе от одного изотопа к другому: оболочечной структурой ядер, их деформацией и квадрупольными поверхностными колебаниями сферич. ядер. Так, в спектрах тяжелых элементов отчетливо наблюдаются «скачки» в И. с. около «магических» чисел нейтронов N = = 50, 82 и 126, а также при возникновении аксиальной деформации ядер, когда к ядрам с 88 нейтронами добавляется новая пара нейтронов. Изменение деформации ядра или амплитуды квадрупольных поверхностных колебаний сферических ядер проявляется в отклонении от эквидистантного расположения изотопич. компонент соседних четно-четных изотопов (рис. 3).

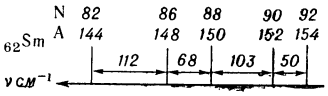


Рис. 3 Изотопическая структура спектральной линии SmI 53206 Å (N — число нейтронов, A — массовые числа) На рис. виден «скачок» при изменении числа нейтронов от 88 до 90 и неэквидистантное положение компонент др. изотопов.

И. с. наблюдается не только в атомных, но и в колебательных и вращательных спектрах молекул [3], где оно обусловлено в основном изменением приведенной массы молекул, состоящих из различных изотопов. В атомных спектрах имеет место еще один эффект, связанный с влиянием распределения заряда ядра на атомные энергетич. уровни, т. н. изомерное смещение [4, 5], которое состоит

в сдвиге друг относительно друга спектральных термов двух изомеров одного и того же изотопа. При этом, в отличие от объемного эффекта, возникновение которого связано с изменением $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ при увеличении числа нейтронов в ядре, изомерное смещение вызвано изменением распределения заряда в ядре при переходе одного из нуклонов ядра в другое состояние.

Исследование изотопич. и изомерного смещения имеет большое не только научное, но и практич. значение. Объемный эффект в спектрах тяжелых элементов, так же как изомерное смещение, дает возможность сравнивать применимость различных моделей ядра, изучать взаимодействие внешних нуклонов с остовом ядра и проследить за изменением таких характеристик ядра при переходе от одного изотопа к другому, как его объем, деформация или амплитуды квадрупольных поверхностных колебаний. Объемный эффект является также вспомогательным методом при классификации атомных спектров. Кроме того, явление И. с. находит все большее применение в промышленности при количественном спектральном анализе изотопного состава элементов [3, 6].

Лит.: 1) Страганов А. Р., Донцов Ю. П., Изотопический эффект в атомных спектрах, «УФН», 1955, т. 55, вып. 3, с. 315—90; 2) Конферман Г., Ядерные моменты, пер. с нем., М., 1960; 3) Зайдель А. Н., Калитеевский Н. И., Липис Л. В., Чайка М. П., Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов, Л.—М., 1960; 4) Вайнер Р., Ядерная изомерия и атомные спектры, «ЖЭТФ», 1958, т. 35, № 1, с. 284—86; 5) Melissinos A. C., Devis S. P., «Phys. Rev.», 1959, v. 115, № 1, p. 130—137; 6) Страганов А. Р., Изотопный спектральный анализ, «УФН», 1956, т. 58, вып. 3, с. 365—414.

Ю. П. Донцов.

ИЗОТОПНЫЕ ИНДИКАТОРЫ (меченые атомы) — вещества, в к-рых какой-либо химич. элемент имеет отличный от природного изотопный состав и к-рые применяются для маркировки атомов, молекул и разных объектов. Такая маркировка позволяет изучать количество, перемещения и превращения меченого объекта в средах, содержащих тождественные с ним во всех отношениях, кроме изотопного состава, немеченые объекты. Напр., наслаивание железа, содержащего его радиоактивный изотоп Fe^{59}, на обыкновенное железо позволяет, по распространению активности, изучать диффузию железа в железе (см. *Самодиффузия*), ее закономерности и связанные с ней фазовые превращения. Вводя путем соответствующих химич. синтезов изотопы углерода: стабильный C^{13} или радиоактивные C^{11} или C^{14} в молекулу пропионового альдегида CH_3CH_2CHO в разные положения, можно дифференцировать поведение и превращения каждой из 3 функциональных групп этих молекул при химич. реакциях. Вводя в почву суперфосфатное удобрение, содержащее радиоактивный изотоп фосфора P^{32}, можно отличать усвоение растением фосфора из этого удобрения от одновременно идущего усвоения природного фосфора почвы. Эти и многие другие задачи недоступны для прямого изучения никакими другими методами, кроме метода И. и.

Метод И. и. основан на сходстве свойств изотопов данного химич. элемента, благодаря чему введение И. и. практически не влияет на обычное течение физич., химич. и биологич. процессов (если с И. и. не вводится слишком большая активность, к-рая может вызывать побочные радиохимич. и биологич. процессы) и во время таких процессов не происходит заметного разделения изотопов, так что метка не теряется элементом при всех превращениях. Потеря метки, однако, может вызываться реакциями *изотопного обмена*.

В принципе любой стабильный или радиоактивный изотоп, изменяющий природный изотопный состав данного химич. элемента, может быть применен в качестве И. и. На практике выбор ограничивается для радиоактивных И. и. их временем жизни (обычно не ниже десятков минут), достаточной активностью и удобством ее измерения, а для стабильных — стоимостью получения. Для большинства элементов имеются и уже нашли разносторонние применения изотопы, удовлетворяющие этим условиям. Для индикации азота, кислорода и нек-рых других элементов применяют почти исключительно стабильные изотопы O^{18}, N^{15} и др., т. к. они не имеют достаточно долгоживущих радиоактивных изотопов. Для бериллия, фтора, натрия, алюминия, фосфора, иода и др. не существует второго стабильного изотопа, кроме природного, и в качестве И. и. применяют лишь их радиоактивные изотопы Be^{10}, F^{18}, Na^{22}, Na^{24}, Al^{26}, P^{32}, J^{130}, J^{131} и др. Ряд элементов: водород, углерод, сера, хлор и др. имеют подходящие для маркировки как стабильные D^2, C^{13}, S^{34}, S^{36}, Cl^{35}, Cl^{37} и др., так и радиоактивные T^3, C^{11}, C^{14}, S^{35}, Cl^{36}, Cl^{38} и другие изотопы.

Стабильные И. и. обычно получают полным или частичным фракционированием природных изотопных смесей, для чего применяют многократное повторение операций электролиза (для дейтерия), фракционной перегонки, диффузии, термодиффузии, центрифугирования и др. или разделение в приборах типа *масс-спектрометров*. О получении радиоактивных И. и. см. *Радиоактивные изотопы*. С развитием ядерной технологии надо ожидать широкого применения ядерных реакций для искусственного получения также и стабильных И. и.

Для обнаружения и измерения содержания метки стабильным изотопом наиболее универсален метод масс-спектрометра; хороший серийный прибор позволяет открывать присутствие 10^{-4}% изотопа и количественно его измерять с точностью 0,1—1% в элементе, общее содержание к-рого в пробе весом в доли *мг* имеет величину порядка 1%. Менее точны спектральные методы: инфракрасная и микроволновая спектроскопия, ядерный парамагнитный резонанс и др. или активационный анализ (см. ниже). Содержание дейтерия и некоторых других изотопов в элементе и соединениях часто находят по изменению плотности, показателя преломления, теплопроводности и пр. Для радиоактивных И. и. применяют обычные методы, основанные на ионизации или фотографич. действии. Обычный *Гейгера—Мюллера счетчик* допускает количественные измерения активности до 10^{-4} *мкС*, что отвечает, напр., 10^{-19} *г* C^{11} ($T_{1/2}$=20,4 *мин*) или 10^{-11} *г* C^{14} ($T_{1/2}$= = 5570 лет). Применение более совершенных методик позволяет уменьшить границу измерений еще на несколько порядков.

И. и. вводят в химич. соединения путем физич. смешивания, реакций изотопного обмена, химич. синтезов или биосинтезов. Для маркировки живых организмов И. и. вводят в них с пищей или питательной средой. В геохимии и геологии И. и. служат природные вариации изотопного состава.

В физике и металлофизике И. и. применяют для изучения диффузии и самодиффузии, процессов кристаллизации и образования новых фаз, ионной эмиссии, коррозии, образования оксидных пленок и др. Частичное замещение одних изотопных атомов на другие в молекулах вызывает смещения и расщепления спектральных частот, помогающие выяснить строение сложных молекул.

Весьма обширны и разнообразны применения И. и. в химии для изучения механизма реакций и их промежуточных стадий, зависимости реакционной способности и подвижности атомов от химич. строения и от заместителей в молекулах. В аналитич. химии введение радиоактивных И. и. позволяет открывать минимальные количества элементов, что было широко

использовано для измерения растворимости очень малорастворимых веществ, проверки полноты разделения в методиках весового анализа, замены взвешиваний гораздо более чувствительными измерениями радиоактивности и т. д. Активационный анализ основан на превращении элемента открываемой примеси в радиоактивный изотоп путем облучения нейтронами, дейтронами и другими частицами. Этим путем можно обнаружить и измерить ничтожные следы элементов, не открываемые даже спектральным анализом, напр. 10^{-6}—10^{-10} *г* разных металлов в других металлах, изделиях, рудах, метеоритах. Метод изотопного разбавления позволяет количественно определять содержание компонентов сложных смесей, не производя их полного разделения. Он основан на добавлении к смеси дозированного количества анализируемого компонента, содержащего соответствующий И. и. Если после этого выделить из смеси порцию этого компонента, то в ней концентрация И. и. уменьшена в той же пропорции, в к-рой добавленный меченый компонент разбавлен первоначально содержащимся в смеси. На том же принципе основано определение числа эритроцитов или содержания воды в животном организме (введение дозированных количеств эритроцитов, меченных радиоактивным фосфором или железом, или соответственно воды, меченной ее изотопами), числа рыб в водоеме впуском в него определенного числа меченых экземпляров и т. д. В физич. химии И. и. применяют для изучения летучести, химич. равновесий, ионного обмена, адсорбции, электродных процессов, образования и коагуляции коллоидов и т. д.

И. и. широко применяется в самых различных областях техники. Так, напр., в металлургии И. и. применяют для изучения движения газов в доменных и других печах, для изучения скорости перехода и распределения разных элементов (серы, кремния, фосфора, марганца и др.) между металлом и шлаком в плавильных печах, для контроля цементации и других процессов термич. обработки изделий и т. д. В технологии резины и полимеров с помощью И. и. изучают процессы вулканизации и полимеризации, распределение наполнителей и др. Применение И. и. во много раз сокращает испытание на износ трущихся частей механизмов и автомобильных шин и испытание смазок и позволяет сигнализировать о переходе износа за допустимые пределы в поршнях и подшипниках действующих машин. И. и. применяют для контроля движения жидкостей, паров и катализаторов при химической очистке и переработке нефтяных продуктов и во многих других областях промышленности.

С применением И. и. связаны фундаментальные успехи совр. биохимии и физиологии. Благодаря И. и. были выяснены и детально изучены пути и скорость усвоения и обмена жиров, углеводов, аминокислот и белков в живых организмах, установлена роль отдельных тканей и органов в этом обмене и внесена ясность в природу ведущих к нему химич. реакций. Применение И. и. привело к радикальному пересмотру прежних представлений о природе и путях фотосинтеза растений и о химич. процессах, ведущих к превращению растением усваиваемых им неорганич. веществ (CO_2 из воздуха, карбонатов, нитратов и фосфатов из почв) в органич. соединения. В сельском хозяйстве И. и. применяют для изучения усвоения растением основных элементов и микроэлементов из почв и удобрений, для выяснения наиболее рациональных форм и способов внесения удобрений, для изучения распространения бактерий и вредных насекомых, действия инсектисидов и др. В медицине И. п. применяют для изучения поведения и превращений лекарственных веществ и ядов в организме и для диагностики нек-рых болезней. Напр., нарушения нормальной функции щитовидной железы обнаруживают по аномальной скорости поглощения ею радиоактивного иода, вводимого в организм.

В геохимии и геологии в качестве И. и. пользуются природными вариациями изотопного состава элементов, вызванными разным генезисом или геологич. процессами, сопровождающимися фракционированием изотопов. Наиболее достоверные способы определения геологич. возраста минералов основаны на масс-спектрометрич. определении изотопного состава свинца в урановых и ториевых минералах, где он образуется с известной скоростью в результате радиоактивных превращений $U^{238} \rightarrow Pb^{206}$ → $U^{235} \rightarrow Pb^{208}$ и $Th^{232} \rightarrow Pb^{207}$. При этом поправку на первоначально содержащийся в минерале свинец нерадиогенного происхождения находят по содержанию Pb^{204}. В минералах, содержащих калий или рубидий, аналогичным способом находят возраст по накопившимся в них количествам радиогенного аргона или стронция в результате β-превращений $K^{40} \rightarrow Ar^{40}$ и $Rb^{87} \rightarrow Sr^{87}$. Для органич. остатков находят возраст по содержанию в них радиоактивного изотопа углерода C^{14}, вводимого в живой организм из CO_2 воздуха в результате углеродного обмена. В живом организме содержание C^{14} отвечает приблизительно 17 β-распадам в минуту на 1 *г* углерода. После прекращения жизни поступление C^{14} приостанавливается и количество его уменьшается соответственно периоду полураспада в 5 570 лет. Этим способом при совр. точности радиоактивных измерений можно определить геологич. возрасты от неск. сотен до 40 000—50 000 лет. Углеродный метод часто применяют также для датировки археологич. памятников. Вариации изотопного состава кислорода в минералах дают указания на участие воды или воздуха в их образовании (т. к. в природе вода содержит на 3,5% меньше O^{18}, чем воздух) и на температуру воды во время отложения из нее растворенных карбонатов. По изотопному составу серы и графита можно отличать их происхождение и т. д.

Лит.: 1) Бреслер С. Е., Радиоактивные элементы, 3 изд., М., 1957; 2) Бродский А. И., Химия изотопов, 2 изд., М., 1957; 3) Метод меченых атомов в биологии, под ред. А. М. Кузина, М., 1955; 4) Рогинский С. З., Теоретические основы изотопных методов изучения химических реакций, М., 1956; 5) Хевеши Г., Радиоактивные индикаторы, их применение в биохимии, нормальной физиологии и патологической физиологии человека и животных, пер. с англ., М., 1950; 6) Гайсинский М. Н., Ядерная химия и ее применения, пер. с франц., М., 1961; 7) Broda E. und Schönfeld T., Die technischen Anwendungen der Radioaktivität, B. — Münch., 1956; 8) Ранкама К., Изотопы в геологии, пер. с англ., М., 1956. *А. И. Бродский.*

ИЗОТОПНЫЕ ЭФФЕКТЫ — различия в свойствах изотопов данного элемента (или соединений различного изотопного состава), обусловленные различием их масс. Различия в свойствах изотопов, связанные с типом и энергией их радиоактивного распада, к И. э. обычно не относят. Поскольку изотопы отличаются по свойствам, зависящим от их массы, у них разная *нулевая энергия*, поэтому энтальпия и энтропия реакций зависят от изотопного состава. Относительные различия в массах изотопов большинства элементов сравнительно невелики, за исключением изотопов водорода и гелия, для к-рых они могут составлять сотни %. Для легких элементов 2-го периода периодич. системы Д. И. Менделеева (Li — Ne) эти различия не превышают 35%, для 3-го периода (Na — Ar) — 20%, для 4-го (K — Kr) и 5-го (Rb —Xe) периодов — 15%, а для более тяжелых элементов они всегда меньше 10%.

Различия масс изотопов приводят к *изотопическому смещению* спектральных линий, *изотопическому эффекту* при переходе в сверхпроводящее состояние, к различиям таких свойств изотопных соединений, как плотность, показатель преломления, коэфф. диффу-

Табл. 1. — Частоты колебаний ϱ двух атомных молекул некоторых изотопных соединений.

Молекула	ϱ ($см^{-1}$)	Молекула	ϱ ($см^{-1}$)
H_2	4405,3	HCl^{35}	2988,95
D_2	3118,8	DCl^{35}	2143,52
T_2	2546,5	HCl^{37}	2987,5
$N_2{}^{14}$	2359,6	Li^7H	1405,65
$N_2{}^{15}$	2279,6	Li^7D	1055,12
		Li^6H	1429,32
$O_2{}^{16}$	1580,4	$Na^{23}H$	1170,8
$O_2{}^{18}$	1490,0	$Na^{23}D$	845,3
$Cl_2{}^{35}$	564,9	$C^{12}O^{16}$	2167,4
$Cl_2{}^{37}$	549,4	$C^{13}O^{16}$	2119,2
		$C^{12}O^{18}$	2115,2

зии, уд. заряд ионов и др., а также обусловливают изменения энергетич. спектра молекул (табл. 1). И. э. проявляются в изменении термодинамич. свойств: теплоемкости, теплопроводности, теплоты испарения и плавления, темп-ры кипения и плавления, упругости насыщенного пара (табл. 2) и др. Неравноценность изотопных соединений приводит к неравномерному распределению изотопов между реагирующими веществами в положении равновесия *изотопного обмена* (термодинамические И. э.), а также к различию в скоростях химич. реакций с участием этих соединений (кинетические И. э.). Различия в свойствах изотопов, характеризуемые значениями И. э., позволяют осуществлять разделение изотопов и определять их содержание в изотопных смесях.

Табл. 2. — Отношение упругостей пара p_1/p_2 некоторых изотопов и их соединений.

Вещество		Температура (°С)	p_1/p_2
1	2		
H_2	D_2	−251,1	2,448
H_2O	D_2O	20 100	1,148 1,052
H_2O^{16}	H_2O^{18}	23 100	1,009 1,003
$N^{14}H_3$	$N^{15}H_3$	−75,4 −33,7	1,0053 1,0025

Лит.: 1) Рогинский С. З., Теоретические основы изотопных методов изучения химических реакций, 1956; 2) Бродский А. И., Химия изотопов, 2 изд., М., 1957.

Я. М. Варшавский.

ИЗОТОПНЫЙ ОБМЕН — химич. реакция, в результате к-рой между реагирующими веществами происходит перераспределение изотопов к.-л. элемента, входящего в состав этих веществ; при И. о. вещества сохраняют неизменным свой элементный состав и переходят лишь из одних изотопных форм в другие. Реакции И. о. могут протекать между разными химич. веществами, напр.,

$$H_2O + HD = HDO + H_2,$$
$$N^{14}H_4^+ + N^{15}H_3 = N^{15}H_4^+ + N^{14}H_3,$$

или между различными изотопными формами одного и того же вещества, напр.: $H_2O + D_2O = 2HDO$; в гомогенных условиях (в растворе одного вещества в другом, в растворе обоих веществ в растворителе, в смеси газов и т. д.) или в гетерогенных (между твердым или жидким веществом и нерастворимым газом, между газами на поверхности твердого катализатора и т. д.).

Равновесие И. о. характеризуется коэффициентом распределения изотопов, показывающим, во сколько раз отношение равновесных концентраций изотопов в одном из реагирующих компонентов больше соответствующего отношения в другом, и константой равновесия — отношением равновесных концентраций конечных и начальных изотопных форм реагирующих компонентов. При И. о. между компонентами AX_n и BX_m (элемент X имеет изотопы X° и X*) протекает ряд обменных реакций общего вида

$$AX^\circ_{n-i+1}X^*_{i-1} + BX^\circ_{m-j}X^*_j \rightleftarrows$$
$$\rightleftarrows AX^\circ_{n-i}X^*_i + BX^\circ_{m-j+1}X^*_{j-1}$$

с константами равновесия

$$K_{ij} = \frac{[AX^\circ_{n-i}X^*_i][BX^\circ_{m-j+1}X^*_{j-1}]}{[AX^\circ_{n-i+1}X^*_{i-1}][BX^\circ_{m-j}X^*_j]}$$

(величины в квадратных скобках — концентрации соответствующих изотопных форм) и коэффициентом распределения

$$\alpha = ([X^*]/[X^\circ])_{AX_n} : ([X^*]/[X^\circ])_{BX_m}$$

(индексы AX_n и BX_m обозначают компоненты, для к-рых берутся отношения равновесных концентраций изотопов X° и X*). Значение α определяется экспериментально или вычисляется по спектральным данным методами статистич. термодинамики [2]. Отклонение распределения изотопов в положении равновесия И. о. от равномерного характеризуется отклонением α от единицы и очень мало для изотопов всех элементов, кроме водорода (табл.).

Значения коэффициентов распределения изотопов α для различных реакций изотопного обмена при 25°С.

Реакция	α
$H_2O + D_2 \rightleftarrows D_2O + H_2$	3,4
$H_2O + DLi \rightleftarrows HDO + HLi$	7,2
$H_2O + DCl \rightleftarrows HDO + HCl$	2,4
$H_2O + DBr \rightleftarrows HDO + HBr$	2,9
$H_2O + DJ \rightleftarrows HDO + HJ$	3,6
$H_2O + T_2 \rightleftarrows T_2O + H_2$	5,4
$H_2O + TF \rightleftarrows HTO + HF$	1,2
$H_2O + TCl \rightleftarrows HTO + HCl$	3,3
$H_2O + TBr \rightleftarrows HTO + HBr$	4,4
$H_2O + TJ \rightleftarrows HTO + HJ$	6,1
$Li^7H + Li^6 \rightleftarrows Li^6H + Li^7$	1,03
$B^{11}F_3 + B^{10}Cl_3 \rightleftarrows B^{10}F_3 + B^{11}Cl_3$	1,09
$C^{13}O_3^{2-} + C^{12}O_2 \rightleftarrows C^{12}O_3^{2-} + C^{13}O_2$	1,01
$C^{13}O_3^{2-} + C^{12}O \rightleftarrows C^{12}O_3^{2-} + C^{13}O$	1,10
$N^{15}H_4^+ + N^{14}H_3 \rightleftarrows N^{14}H_4^+ + N^{15}H_3$	1,04
$CO_2^{16} + CO^{18} \rightleftarrows CO^{16}O^{18} + CO^{16}$	1,01
$CO_2^{16} + H_2O^{18} \rightleftarrows CO^{16}O^{18} + H_2O^{16}$	1,05
$Cl^{37}O_4^- + Cl_2^{35} \rightleftarrows Cl^{35}O_4^- + Cl^{35}Cl^{37}$	1,08
$Cl^{37}O_4^- + HCl^{35} \rightleftarrows Cl^{35}O_4^- + HCl^{37}$	1,08

Наиболее изучен И. о. для водорода, кислорода и галогенов, а также для углерода, азота и серы [1, 2].

И. о. широко применяется для разделения природных смесей стабильных изотопов химич. методами; для получения соединений, меченных заданным элементом при исследованиях с мечеными атомами; для

изучения реакционной способности веществ и подвижности атомов в молекулах; для аналитических целей.

Лит.: 1) Бродский А. И., Химия изотопов, 2 изд., М., 1957; 2) Рогинский С. З., Теоретические основы изотопных методов изучения химических реакций, М., 1956; 3) Юрэй Г., Термодинамика реакций изотопного обмена, в сб.: Химия изотопов, № 1, пер. с англ., М., 1948, с. 86; 4) Варшавский Я. М., Вайсберг С. Э., «Успехи химии», 1957, т. 26, вып. 12, с. 1434. *Я. М. Варшавский.*

ИЗОТОПОВ РАЗДЕЛЕНИЕ — см. *Разделение изотопов.*

ИЗОТОПЫ — разновидности химич. элемента с одинаковым числом протонов, но различным числом нейтронов в атомных ядрах; имеют одинаковое число электронов в атомной оболочке и занимают одно и то же место в периодич. системе химич. элементов Менделеева (откуда и назв. «И.» от греч. ἴσος — одинаковый и τόπος — место).

Введение. Атомы с различным составом ядра, но с одинаковым числом нуклонов (A = const) наз. изобарами, с одинаковым числом нейтронов (N = const) — изотонами и с одинаковым числом протонов (Z = const) — изотопами. В качестве общего названия для всех атомов, отличающихся по N или Z, применяется (чаще в иностранной литературе) термин «нуклид». Число нуклонов в ядре ($A = N + Z$) наз. *массовым числом*. И. (нуклиды) обозначаются символом химич. элемента с массовым числом сверху (справа или слева, напр. Pb^{208}). Иногда снизу слева указывается число протонов, а справа число нейтронов.

Относительное число атомов данного И., выраженное в % к общему числу атомов всех И. элемента, наз. относительной распространенностью И. Напр., у кислорода есть 3 стабильных И. с различной относительной распространенностью в природной смеси И.: O^{16}(99,759%), O^{17} (0,0374%) и O^{18} (0,2036%).

Физико-химические свойства И. почти тождественны, т. к. они в основном зависят от электронной оболочки атома, одинаковой у всех И. данного элемента. Поэтому относительная распространенность И. (а следовательно, и *атомный вес* элемента) при различных физико-химических процессах, протекающих в природе, почти не меняется. Все же физико-химич. свойства И. элементов нельзя считать абсолютно тождественными, т. к. на них сказывается, хотя и в небольшой степени, различие в массах атомов (см., напр., *Изотопные эффекты*). Наибольшее различие наблюдается в свойствах И. легких элементов, где относительное различие масс И. больше, чем у средних и тяжелых элементов. Вследствие этого в природе происходит, напр., нек-рое перераспределение тяжелых и легких И. H и O и вода морей, ледников и озер несколько отличается по изотопному составу. Однако в общем круговороте воды в природе эти различия выравниваются. Из тождественности изотопного состава метеоритного и земного Fe, Te и большинства других элементов можно заключить, что в общем средняя относительная распространенность И. на Земле близка к соотношению И., возникшему в процессе образования химических элементов солнечной системы.

Используя различие в нек-рых свойствах И., можно разными способами произвести полное разделение И. или получить химич. элемент с бо́льшим содержанием данного И. Изучение физико-химич. свойств элементов, обогащенных различными И., составляет содержание физики и химии И. (см. *Разделение изотопов*).

Посредством различных ядерных реакций можно получить у всех химич. элементов большое число не встречающихся в природе радиоактивных И. Радиоактивные И. широко применяются в качестве *изотопных индикаторов* и источников радиоактивных излучений в самых различных областях науки и техники. Нек-рые И. урана и плутония (U^{235}, Pu^{239} и др.) являются «ядерным горючим».

Свойства И. исследуются в различных разделах ядерной физики (см. *Ядро атомное*). В этой статье излагаются только некоторые данные о закономерностях в массах, распространенностях, типах превращения и периодах полураспада И.

Виды превращений изотопов. По типу превращения И. делятся на β-устойчивые (стабильные или α-радиоактивные) и β-радиоактивные. Все β-радиоактивные И. в конечном счете превращаются в β-устойчивые И., для к-рых энергетически невозможен β-распад (рис. 1 и 2).

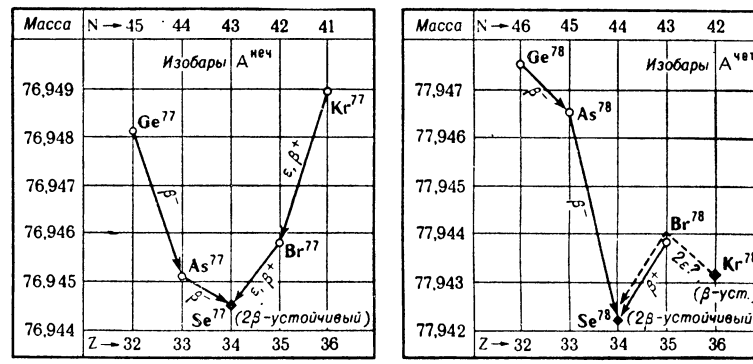


Рис. 1. Массы изобар четных и нечетных массовых чисел. Все β-радиоактивные изобары в конечном счете превращаются в 2 β-устойчивые изобары наименьшей массы. Для Kr^{78} возможно превращение в И. наименьшей массы Se^{78} только в результате гипотетического одновременного захвата ядром двух электронов из атомной оболочки (2 ε-превращение) с перескакиванием через промежуточный Br^{78}, имеющий большую массу, чем Kr^{78}.

У элементов с $Z = 1$—83 почти все β-устойчивые И. стабильны, за исключением Be^8, Sm^{146}, Sm^{147} и неск. других α-радиоактивных И. У более тяжелых элементов с $Z > 83$ вообще нет стабильных И. и все β-устойчивые И. α-радиоактивны (см. *Альфа-распад*). У нек-рых β-устойчивых И. с четными значениями A возможен двойной β-распад, но из-за малой вероятности процесса ($T > 10^{18}$ лет) этот тип радиоактивности еще не обнаружен (см. *Двойной бета-распад*). Напр., для Kr^{78} (см. рис. 1) возможно превращение в И. наименьшей массы Se^{78} только в результате гипотетического одновременного захвата ядром двух электронов из атомной оболочки (2ε-превращение) с «перескакиванием» через промежуточный Br^{78}, имеющий бо́льшую массу, чем Kr^{78}. Изобары с наименьшей массой (напр., Se^{78}) устойчивы как к одиночному, так и к двойному β-распаду.

Ряд И. имеет не один, а два или даже три типа превращения. Кроме того, И. самых тяжелых элементов ($Z \geqslant 92$) наряду с α- или β-распадом распадаются в результате спонтанного деления на более легкие осколки, представляющие собой И. средних элементов периодической системы Менделеева.

К 1950 г. был изучен изотопный состав всех природных элементов. В настоящее время уже нельзя ожидать открытия новых стабильных И., т. к. почти все И., соседние со стабильными, уже найдены и ока-

зались радиоактивными. Все же для окончательного установления числа стабильных И. необходимо было бы обнаружить β-превращение у еще неизвестных долгоживущих И.: Tb^{157}, Ho^{163} и др. (И. Tb^{157}, Ho^{163} были получены в реакторе в количестве, достаточном для масс - спектрометрич. анализа, однако вследствие большого периода полураспада β-радиоактивность у этих И. еще не найдена).

К началу 1962 г. было открыто 272 стабильных И., 10 природных долгоживущих ($T \leqslant 10^8$ лет) β-радиоактивных И. и 75 β-устойчивых, но α-радиоактивных И. Общее же число известных β-радиоактивных И. (без И. с $T \geqslant 10^8$ лет) больше 1000. Т. о., всего было открыто ок. 1400 И.

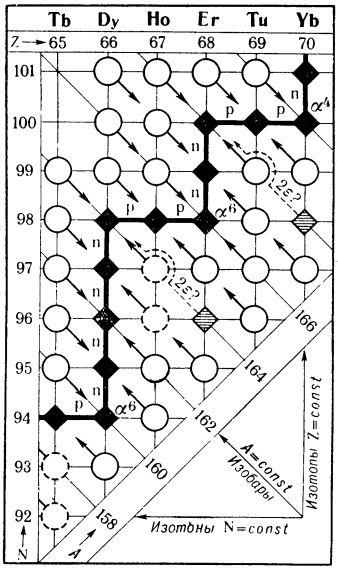


Рис. 2. Строение пленды 2β-устойчивых И. На рис. приведена часть протонно-нейтронной диаграммы с β-радиоактивными И. (кружки со стрелками). Черными ромбами обозначены 2 β-устойчивые И. Из рис. видно, что у Dy имеется пять 2 β-устойчивых И., а у Er — три (в первом случае последовательно присоединяется 4 нейтрона, во втором — 2). Элементы с $A^{\text{неч}}$ (Tb, Ho, Tu) имеют по одному 2 β-устойчивому И.

У средних и тяжелых элементов границы области β-радиоактивных И., согласно теории, должны проходить еще довольно далеко от уже известных β-радиоактивных И. Поэтому возможно открытие еще большого числа новых β-радиоактивных И., но число их пока еще нельзя определить. Для этого надо было бы экспериментально выяснить границы областей протоно-неустойчивых и нейтроно-неустойчивых И., ограничивающих с обеих сторон β-радиоактивные И. Решение этой задачи пока неосуществимо вследствие трудности получения И., далеко расположенных от области β-устойчивости, а также ввиду весьма малого времени жизни И., неустойчивых к испусканию протонов или нейтронов. У легких элементов границы протонной и нейтронной радиоактивности приближаются к области известных И. Но и в этом случае, даже у легко получаемых И., у к-рых можно ожидать открытие протонной радиоактивности (напр., у F^{16}, соседнего с уже найденными β-радиоактивными И.), этот вид радиоактивности еще не удалось обнаружить.

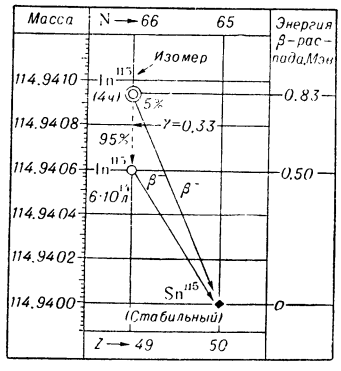


Рис. 3.

Весьма интересной задачей является также открытие И. еще неизвестных трансурановых элементов с $Z > 103$. Решение этой задачи позволило бы определить верхнюю границу существования химич. элементов. Трудность этой проблемы также состоит как в изыскании способов получения различных И. новых элементов, так и в исследовании их свойств в связи

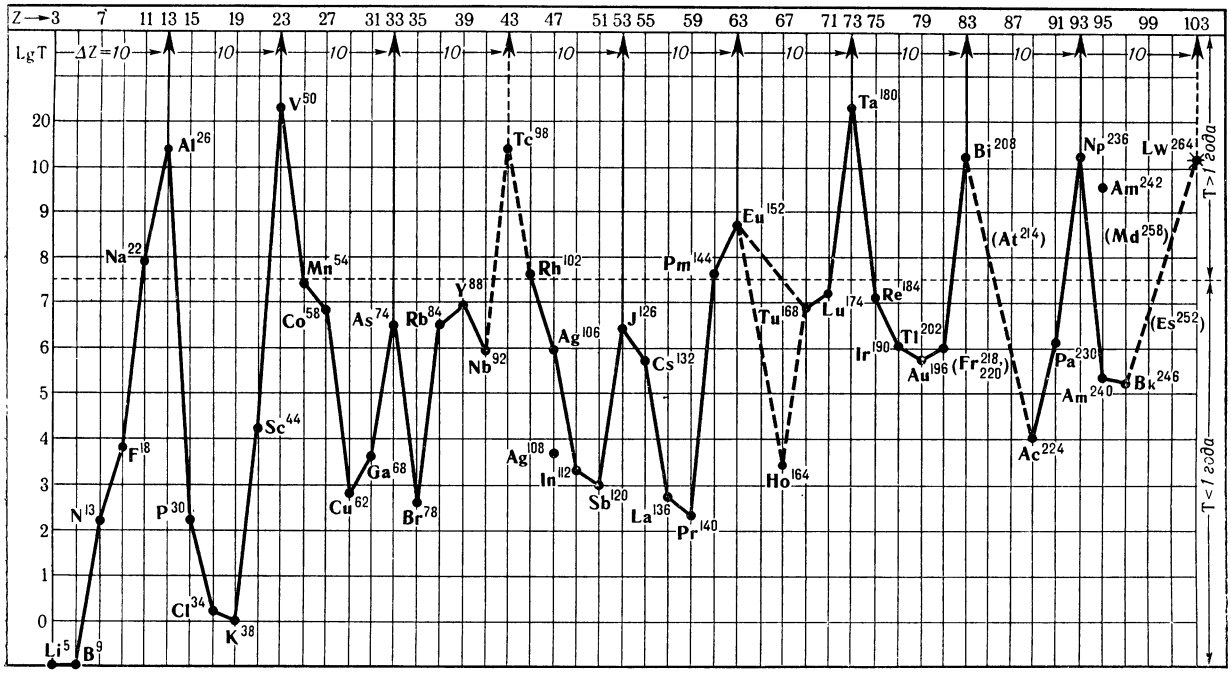
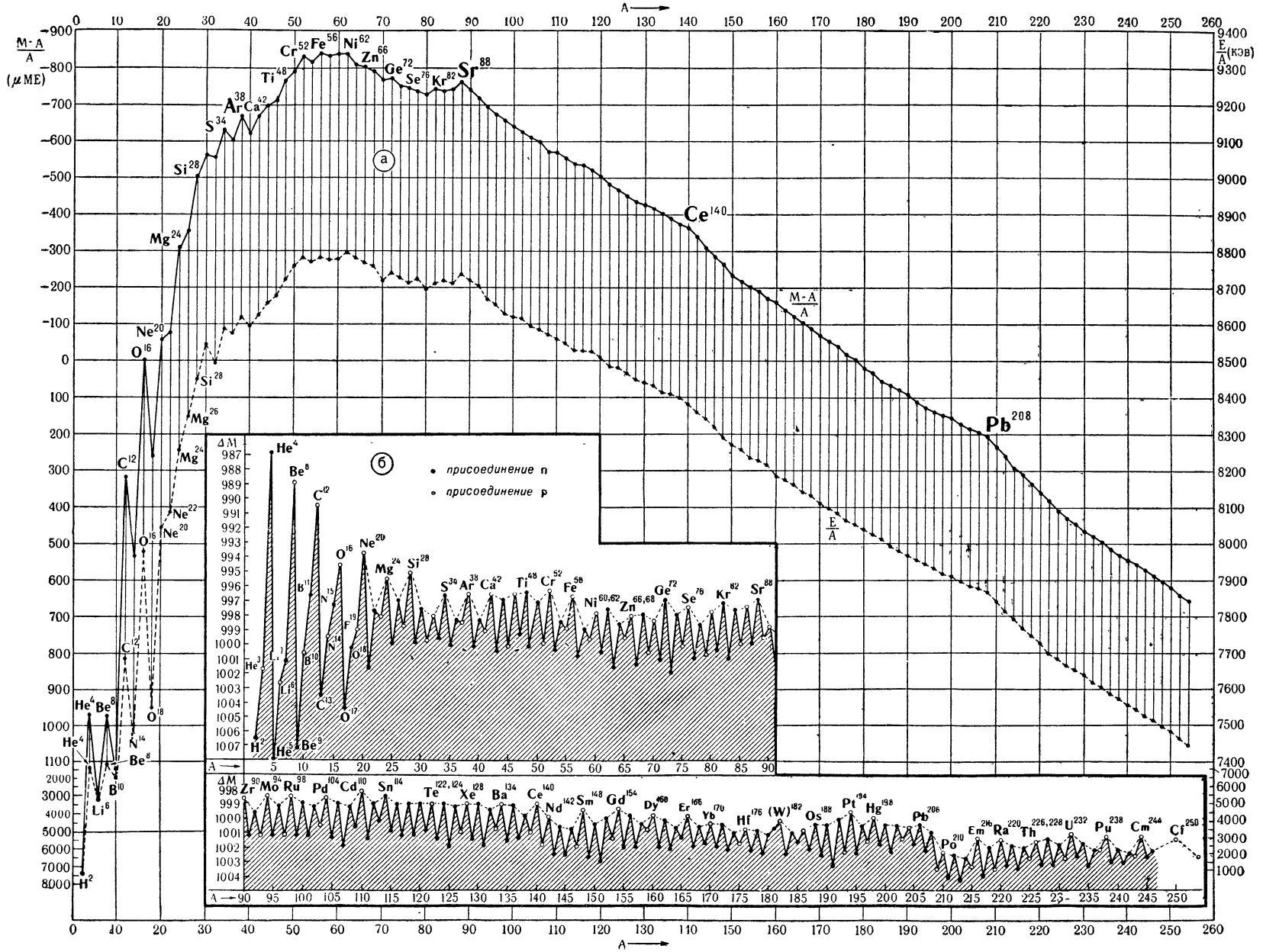


Рис. 4. Периоды полураспада T (в *сек*) аналогичных β+- и ε-радиоактивных И. с $Z^{\text{неч}}$, имеющих на один нейтрон меньше, чем 2β-устойчивый И. Отчетливо проявляются полупериоды с $\Delta Z = 10$. На основании этой периодич. закономерности можно оценить величину T_ε у еще неизвестных И.: Md^{258}, Lw^{264} и объяснить большие значения T у $_{13}Al^{26}$, $_{23}V^{50}$, $_{43}Tc^{98}$, $_{73}Ta^{180}$, $_{83}Bi^{208}$, $_{93}Np^{236}$.



M-A / A (μME)
E/A (кэв)
A
а
б
присоединение n
присоединение p
ΔM
Ce140
Pb208

с тем, что большинство этих И., вероятно, будет иметь весьма короткое время жизни.

Время жизни И. обычно характеризуется периодом полураспада (T). У большого числа нуклидов наблюдается не один, а два (в нескольких случаях даже три) значения T. Это обусловлено тем, что как стабильные, так и радиоактивные И. могут иметь изомеры, т. е. могут находиться в метастабильном (относительно устойчивом) состоянии с большей массой и энергией и с другим значением T (рис. 3). Периоды полураспада T у известных И. и изомеров изменяются в весьма широких пределах: от очень больших (напр., в миллионы раз бо́льших, чем возраст солнечной системы) до очень малых. По существу верхняя и нижняя границы известных значений T у И. и их изомеров определяются только экспериментальными возможностями измерения весьма больших или очень малых T.

Рассмотрение изменения величины T в зависимости от положения нуклида в системе И. показывает, что существует ряд закономерностей в соотношении T у различных И. и изомеров. Так, значения T у β-радиоактивных И. одинаковой четности (по N) закономерно уменьшаются с удалением от области β-устойчивости. Кроме того, как видно из рис. 4, наблюдаются периодич. закономерности в значениях T у нек-рых аналогичных И. (т. е. одинаково расположенных по отношению к аналогичным β-устойчивым И.). Существует также ряд закономерностей в значениях T при α-распаде и спонтанном делении И. Величина T обусловлена в конечном счете структурой атомных ядер.

Масса изотопов. Энергия связи нуклонов в ядре, определяющая устойчивость И. и энергетику различных ядерных превращений, обусловлена массой И. (M). Сумма масс нуклонов, из к-рых состоит атомное ядро, превышает массу ядра на величину, соответствующую энергии, выделяющейся при образовании ядра из нуклонов. Эта энергия и представляет собой энергию связи (E) нуклонов в ядре. Средняя энергия связи на нуклон E/A или аналогичная величина — дефект массы на нуклон $(M—A)/A$ (упаковочный коэффициент) — характеризуют устойчивость И.

На часто приводимых в справочниках и учебниках кривых E/A и $(M-A)/A$ периодичность, связанная со структурой ядра, обычно отчетливо не проявляется. Однако, если построить в соответствующем масштабе эти кривые по данным 1960 г. и только для 2β-устойчивых И. с четными A [чтобы различие в величине разности масс (рис. 5,*б*), а следовательно, и в энергии связи И. с $A^{чет}$ и $A^{неч}$ не маскировало бы другие закономерности], то на кривых будут отчетливо видны (рис. 5, *а*) изломы у И. $_{18}Ar^{38}$, $_{38}Sr^{88}$, $_{58}Ce^{140}$, $_{82}Pb^{208}$ с *магическими числами* нейтронов: 20, 50, 82, 126. Кроме этой периодичности, связанной с оболочечной структурой ядра, на рис. 5, *а* можно заметить также «гелионную» периодичность [6, 8] с резкими максимумами на He^4, Be^8, C^{12}, O^{16} и др. легких И., отличающихся друг от друга на гелиогруппу (He^4 или He^6). С увеличением A эти «гелионные» максимумы постепенно уменьшаются и после Sr^{88} они уже совсем незаметны. Это связано с тем, что соответствующие «гелионным» максимумам отклонения от среднего изменения в величине E/A или $M—A$ с увеличением числа нуклонов (A) уменьшаются. Кроме того, с ростом A знаменатель в отношении E/A и $(M—A)/A$ увеличивается и потому эти отклонения делаются все менее заметными. Для выявления «гелионных» максимумов надо построить кривую изменения этих значений при присоединении пар нуклонов, т. е. небольшого числа нуклонов. На кривой разностей масс (от к-рых в конечном счете зависит и разность упаковочных коэффициентов и энергий связи) ядер атомов 2 β-устойчивых И. с $A^{чет}$ (рис. 6) отчетливо видно, что эти максимумы соответствуют не одному, а двум типам гелиогрупп: 2n 2p(α^4) и 4n 2p(α^6), т. к. при построении ядер (рис. 2) средних и в особенности тяжелых 2 β-устойчивых И. наряду с типом построения 2n2p (напр., у Er) наблюдается также тип построения 4n 2p (напр., у Dy). В результате такого типа построения ядер и получается резкое различие в числе 2β-устойчивых И. у элементов с четным и нечетным Z. На кривых на рис. 6 и 5, *б* выявляются незаметные на рис. 5,*а* максимумы на И. с магическими числами нейтронов 116 и, вероятно, 152.

Т. о., в массах и энергии связи И. наблюдаются след. закономерности: 1) периодичность, связанная с большей устойчивостью в ядре пар нейтронов и протонов (см. рис. 5,*б*), 2) «гелионная» периодичность (см. рис. 5 и 6) и 3) оболочечная периодичность (см. рис. 5,*а* и 6).

Периодич. закономерности проявляются не только в массах 2β-устойчивых И., но также в ряде других свойств И.: распространенностях (рис. 7), величине энергии первых уровней в ядре и др. Иногда периодичность в свойствах И. проявляется в несколько другой форме: так, на кривой рис. 4 наряду с основными периодами ($\Delta Z = 20$) отчетливо видны и полупериоды с $\Delta Z = 10$.

Массы И. и соотношение протонов и нейтронов у 2β-устойчивых И. наиболее непосредственно связаны со строением атомных ядер. Поэтому из закономерностей в этих свойствах надо исходить при выяснении характера общих закономерностей в системе атомных ядер. К 1961 г. были до известной степени завершены точные измерения масс И. у β-устойчивых И. всех элементов с $Z \leqslant 98$, а также определены массы у большого числа соседних с ними радиоактивных И. Это дает возможность выяснить, какие И. являются 2β-устойчивыми, и перейти от констатации отдельных эмпирич. правил к рациональной *систематике изотопов*.

Распространенность и нуклеосинтез изотопов. Закономерности в строении и свойствах атомных ядер проявляются в ядерных превращениях при нуклеосинтезе элементов во Вселенной, а следовательно, и в космич. распространенности И. Напр., И. с магическими числами нейтронов имеют меньшую по сравнению с ядрами соседних И. вероятность захвата следующего нейтрона и потому в процессе нейтронного синтеза ядер в звездах они сохраняются в относительно бо́льших количествах. Этим можно объяснить, почему большинство 2β-устойчивых И. с магическими числами нейтронов имеет не только большую относительную распространенность (рис. 7), но и большую распространенность в космосе по сравнению с И. соседних химич. элементов. Поэтому кривая

Рис. 5. а) Упаковочный коэффициент $(M-A)/A$ и энергия связи на нуклон E/A у 2β-устойчивых И. с $A^{чет}$.

Кривые имеют почти одинаковый вид, но расстояние между ними с ростом A несколько уменьшается, вследствие несколько более пологого хода кривой E/A по сравнению с кривой $(M—A)/A$. Это различие обусловлено тем, что при вычислении E/A учитывается большая масса n по сравнению с массой p, а на кривой $(M—A)/A$ это различие не сказывается.

б) Разность масс (ΔM) ядер 2β-устойчивых изотопов. Отчетливо видно, что у всех И. (с $Z>9$) ΔM больше при присоединении четного нуклона ($A^{чет}$). На кривой приведены символы изотопов, на к-рых наблюдаются максимумы на пунктирной кривой (проведенной через И. с $A^{чет}$), обусловленные «гелионной» периодичностью (см. рис. 6). Если построить кривые для дефекта массы или энергии связи последнего нуклона, то они также будут аналогичны кривой 5б.

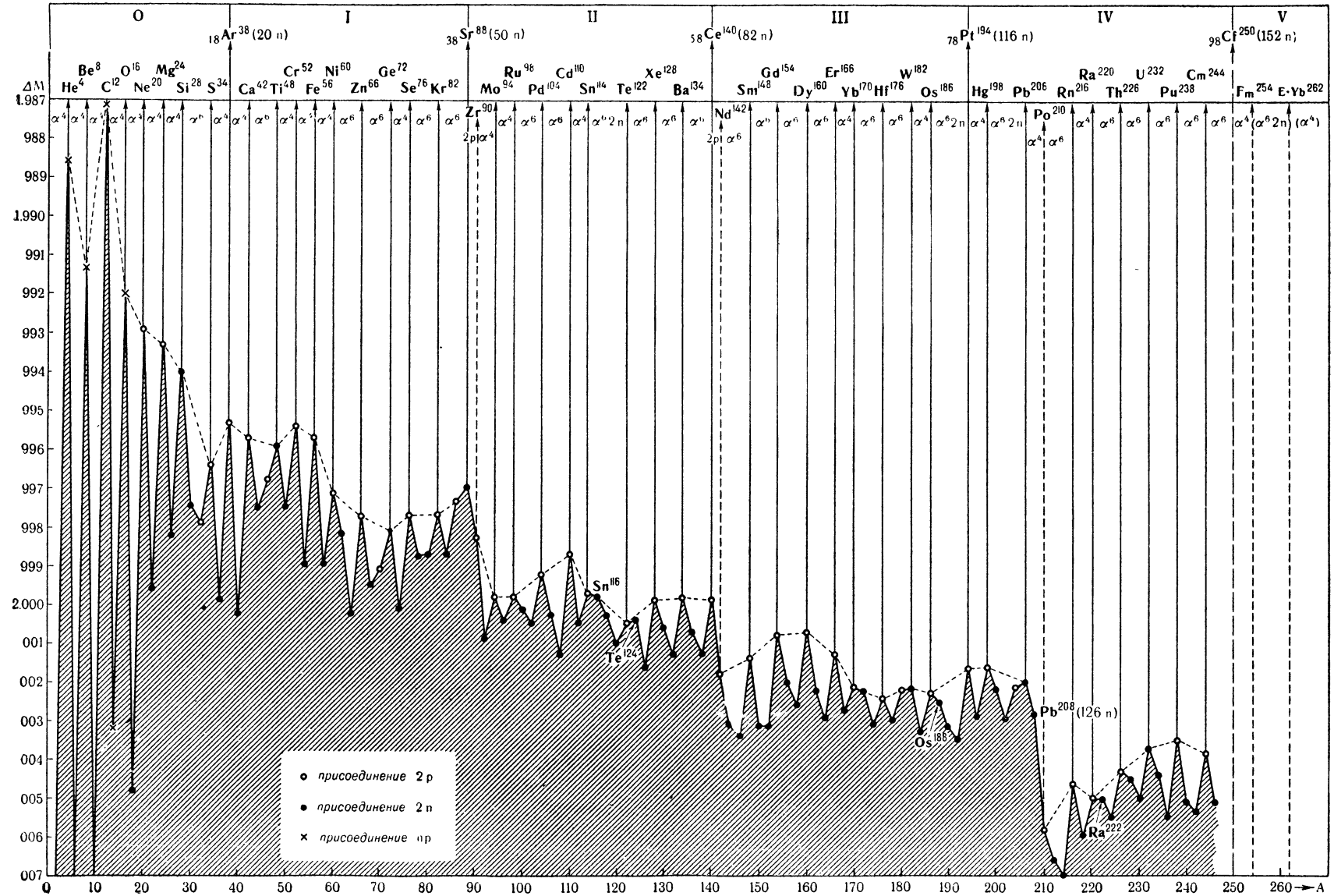


Рис. 6 Разность масс ядер 2β-устойчивых И. с A чет. Из кривой видно, что в большинстве случаев максимумы соответствуют присоединению двух протонов (кружки) при построении «гелиогрупп» $2n2p$ или $4n2p$. На пунктирной кривой наблюдаются также максимумы, соответствующие завершению ядерных оболочек и подоболочек.

космич. (абсолютных) распространенностей И. химич. элементов имеет такую же периодичность, как и кривая относительных распространенностей (см. *Элементы химические*). Из этих закономерностей, по-видимому, можно сделать вывод, что ядра атомов *химич. элементов образуются в космосе не в результате* наложения случайных, не связанных друг с другом ядерных реакций, а возникают в основном в едином процессе нуклеосинтеза, при к-ром, однако, на разных стадиях генезиса элементов могли преобладать различные виды ядерных реакций.

(24,21%), а Sn^{117} (7,51%), Sn^{120} (33,11%), а Sn^{119} (8,45%). (Только в двух случаях: Ti^{50}, Ti^{49} и Ru^{100}, Ru^{99} относительные распространенности И. с $A^{чет}$ и предшествующего ему И. $A^{неч}$ приблизительно одинаковы).

Единственным исключением из этого правила являются И. Te, Xe и Sm [6]. Так, И. Xe^{129} (26,44) и Xe^{131} (21,18%) имеют аномально большую распространенность в то время, как распространенность находящегося между ними И. с $A^{чет}$, Xe^{130} всего 4,075%. Из рис. 8 видно, что аномально большую распростра-

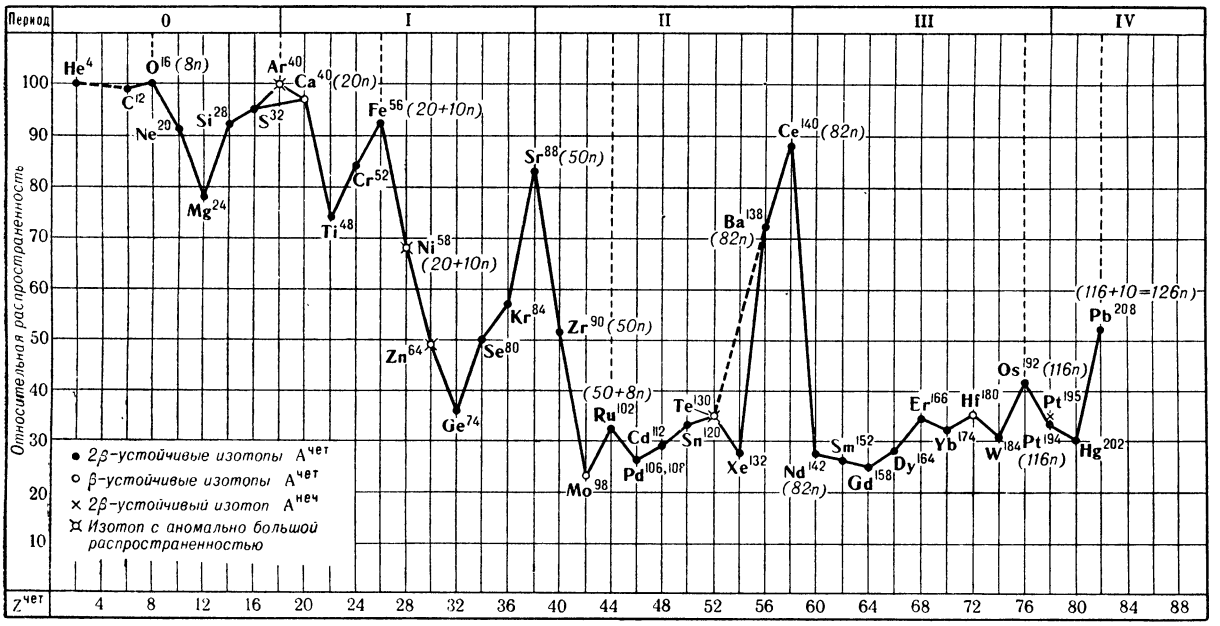


Рис. 7. И. с максимальной относительной распространенностью (в %) элементов с $Z^{чет}$. Из кривой видно, что обычно максимально распространенным И. является 2β-устойчивый И. (черные точки). На кривой отчетливо видны максимумы на ядрах с «магическим» числом нейтронов, на к-рых завершаются ядерные оболочки, а также на ядрах, имеющих на $8n$ или $10n$ больше, чем „магические" ядра (Fe^{56}, Pb^{208}).

Астрофизич. данные показывают, что звезды могут отличаться как по химич. составу, так и по относительной распространенности И. нек-рых элементов. В нек-рых углеродных звездах типа *N* и *R* относительная распространенность И. углерода сильно отличается от распространенности И. в земном углероде. Напр., в углеродных звездах типа R, по данным Мак-Келлара, отношение $C^{12}/C^{13} = 3{,}4$ в то же время как в земном углероде C^{12} $C^{13} = 89$. В космич. лучах значительно больше элементов с $Z = 3 - 5$ и с $Z > 20$, чем в среднем в звездах и межзвездной среде. Эти вариации в распространенности И. обусловлены, вероятно, тем, что на различных стадиях или при разных путях звездной эволюции идут разные ядерные реакции и происходит «выгорание» одних элементов И. и накопление других.

Для изучения процесса образования химич. элементов в природе существенны не только общие для всех элементов закономерности в распространенности И., но и аномалии в относительных распространенностях нек-рых И., к-рые тоже можно объяснять ядерными процессами при образовании химич. элементов в природе. Такой аномалией является исключительно большая относительная распространенность нек-рых И. теллура и ксенона. Почти у всех химич. элементов, состоящих из пяти 2 β-устойчивых И., нуклид с $A^{чет}$ более распространен, чем предыдущий нуклид с $A^{неч}$ (имеющий на единицу меньшее *A*). Например, Sn^{118} ненность имеют и периферические β-устойчивые И.: Te^{128} (31,72%) и Te^{130} (35,46%). Эту аномалию можно объяснить предположением, что при делении тяжелых ядер в природе к И. Te^{128}, Xe^{129}, Te^{130}, Xe^{131} добавились продукты β-распада осколков деления, а Xe^{128} и Xe^{130}, «защищенные» от цепочек β-распада И. Te^{128} и Te^{130} (рис. 8), не получили добавочного количества атомов.

Можно предположить, что деление тяжелых ядер во Вселенной происходит в сверхновых звездах. Эта гипотеза возникла в связи с тем, что светимость сверхновых звезд типа I спадает по экспоненте, соответствующей 55 дням. Так как у спонтанно-делящегося И. Cf^{254} *T* также равно 55 дням, то предполагается, что при вспышке сверхновой звезды под действием мощных потоков нейтронов образуются из стабильных элементов тяжелые радиоактивные элементы и, в частности, большое количество Cf^{254}. На основании сравнения данных о распределении по *A* осколков, возникающих при спонтанном делении, можно предположить, что и у Cf^{254} (для к-рого это распределение еще не измерено) наблюдается распределение выходов осколков с образованием тяжелых И. в интервале от Te^{125} до Sm^{154}. Поэтому аномалия в распространенности И. Te и Xe обусловлена, вероятно, спонтанным делением Cf^{254} (возможно, и соседних с ним И.) в сверхновых звездах.

Другая аналогичная аномалия наблюдается в области элементов редких земель. У этих элементов

наиболее легкие «защищенные» 2β-устойчивые И. (Gd^{154}, Dy^{160}, Yb^{170} и Hf^{176}) с $A^{чет}$ имеют аномально малые распространенности, по сравнению с соседними «не защищенными» И. $A^{неч}$: Gd^{155}, Dy^{161}, Yb^{171}, Hf^{177}. Эту аномалию можно объяснить, допустив, что в природе могли образовываться более тяжелые, чем Cf^{254} И. еще неизвестных элементов с $Z = 118—122$.

личного происхождения имеют большое значение для определения возраста различных пород и минералов.

На основании величины периодов полураспада у природных долгоживущих радиоактивных И. и распространенности продуктов их распада можно оценить не только возраст земных пород и минералов,

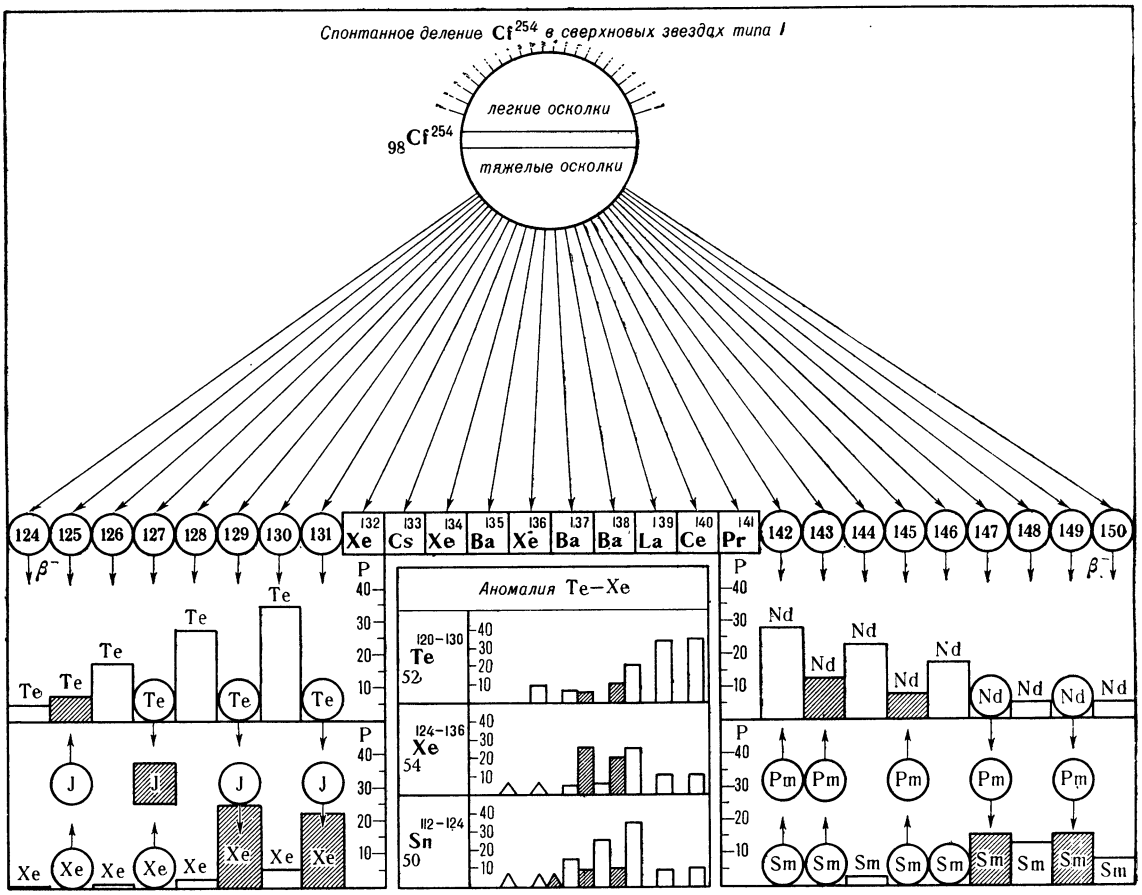


Рис. 8. Аномалия в распространенности И. теллура и ксенона. В средней части рисунка показана распространенность И. олова (Sn), типичная для всех элементов (кроме имеющих И. с «магическим» N), имеющих три 2 β-устойчивых изотопа $A^{чет}$. Из сравнения распространенностей И. Te, Xe с распространенностью И. Sn видно, что у Te аномально большую распространенность имеют периферические И.: Te^{128} и Te^{130}, а у Xe И. с $A^{неч}$: Xe^{129} и Xe^{131}. Из рисунка видно, что эту аномалию, как и аномалию в распространенности И. Sm (показанную в правой части рисунка) можно объяснить добавлением к И. этих элементов продуктов β⁻-распада тяжелых осколков, образующихся при спонтанном делении Cf^{254}.

Элементы, более легкие, чем Te и Xe, имеют значительно большую космич. распространенность и добавление к ним легких осколков Cf^{254} дает незначительный вклад в распространенность И. Поэтому у этих элементов не наблюдается аномалии в распространенности И., аналогичной аномалии у И. Te и Xe.

При спонтанном делении этих нуклидов возникли бы осколки с бóльшими A, чем при делении Cf^{254}, и они могли дать дополнительный вклад в распространенность ряда И. более тяжелых, чем И. Sm.

Аномально большая распространенность наиболее тяжелых И. Te^{128} и Te^{130} является причиной аномалии в ходе *атомных весов* у Te и J. Другая аномалия в атомных весах наблюдается у Ar и K [2]. Причиной этой аномалии является большая распространенность Ar^{40}. В отличие от аномалии у Te и Xe, эта аномалия связана не с особенностями образования химических элементов в космосе, а с увеличением количества Ar^{40} за время существования Земли за счет ε-превращения K^{40}. Исследование этой аномалии, а также изменения распространенности И. у Sr, Pb и других элементов разно и возраст самих химич. элементов, образующих Землю и Солнечную систему. Напр., возраст элементов можно определить по небольшим изменениям в распространенности Xe^{129} в атмосферном Xe и Xe из метеоритов, возникающим в связи с распадом долгоживущего J^{129} ($T_{1/2} \approx 10^7$ лет). По подсчетам Курода [7] и др., время, прошедшее между возникновением химич. элементов и образованием из них Солнечной системы порядка 100 млн. лет.

Таким образом, данные о распространенности изотопов являются своеобразной летописью ядерных превращений в истории звезд, планет и химических элементов.

Во вселенной, наряду с нуклеосинтезом, вероятно, идет также процесс полной дезинтеграции нуклидов на протоны, нейтроны и электроны, из к-рых затем

снова возникают И. различных химич. элементов и все многообразие тел в природе.

Лит.: 1) Астон Ф. В., Масс-спектры и изотопы, пер. с англ., М., 1948; 2) Ранкама К., Изотопы в геологии, пер. с англ., М., 1956; 3) Войткевич Г. В., Проблемы радиогеологии, М., 1961; 4) Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов, пер. с англ., М., 1956; 5) Чердынцев В. В., Распространенность химических элементов, М., 1956; 6) Селинов И. П., Атомные ядра и ядерные превращения, т. 1 — Таблицы по физике атомного ядра, М.—Л., 1951; его же, Периодическая система изотопов, М., 1962; его же, Спонтанное деление изотопа калифорния 254 в сверхновых звездах типа I и аномалия в распространенности изотопов теллура, ксенона и самария, в кн.: Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, т. 1, М., 1959 (Докл. советских ученых, с. 400); 7) Kuroda P.K., The time interval between nucleosynthesis and formation of the earth, «Geochim. et cosmochim. acta», v. 24, №1/2, 40, 1961; 8) Ahrens L. H., «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1961, v. 16, № 3—4.

И. П. Селинов.

ИЗОТРОПИЯ — равенство значений к.-л. векторной или тензорной физич. величины по всем направлениям тела. Изотропными по отношению ко всем таким величинам являются все газообразные, жидкие, однородные аморфные (стеклообразные) и макроскопически однородные мелкокристаллич. (не текстурированные) тела. Одно и то же тело может быть изотропным по отношению к одним величинам и анизотропным по отношению к другим. Пример: кристаллы кубич. системы имеют по всем направлениям одинаковые показатели преломления, коэфф. теплового расширения, электропроводность и т. д., но неодинаковые *модули упругости*, неодинаковую прочность на разрыв, различные скорости роста граней и т. д. Понятие И. иногда распространяют на скалярные величины; к-рые по своей природе не могут ни изменяться по направлению, ни изменяться с изменением направления. По отношению к скалярным величинам (темп-ра, плотность и т. д.) все однородные тела изотропны.

А. В. Шубников.

ИЗОФОТЫ — кривые равной *освещенности*, выраженной в *фотах*. Термин «И.» принят в Великобритании.

ИЗОХОРИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС — термодинамич. процесс, протекающий без изменения объема системы. В том случае, когда единственным параметром, определяющим состояние системы, является объем (напр., газ в отсутствии электрического и магнитного полей). И. п. происходит без внешней работы. В этом случае дифференциал внутренней энергии $dE = TdS$. Если процесс обратим, то $dE = dQ$, и теплота процесса определяется разностью конечной и начальной внутр. энергии системы.

Общие закономерности для И. п., протекающего при постоянной темп-ре, изложены в ст. *Изотермический процесс*.

ИЗОХОРЫ РЕАКЦИИ УРАВНЕНИЕ — соотношение, связывающее константу равновесия K_a с темп-рой T и тепловым эффектом химич. реакции при постоянном объеме Q_V.

И. р. у. выводится из *изотермы реакции уравнения* и *Гиббса — Гельмгольца уравнения* для свободной энергии F. Дифференцируя ур-ние изотермич. реакции по темп-ре и используя соотношение $U = F - T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V$, где U — внутр. энергия, можно получить соотношение

$$\Delta U = RT^2 \frac{d \ln K_a}{dT}. \quad (1)$$

При постоянных объеме и темп-ре $\Delta U = -Q_V$. Из ур-ния (1) вытекает И. р. у.

$$\frac{d \ln K_a}{dT} = -Q_V/RT^2. \quad (2)$$

Если считать Q_V не зависящим от темп-ры, что справедливо для небольших интервалов темп-р, то можно проинтегрировать ур-ние (2) и получить соотношение $\ln K_a = Q_V/RT + C$, где C — постоянная интегрирования.

И. р. у. позволяет найти изменение константы равновесия при изменении темп-ры при постоянном давлении, т. е. изменение химич. равновесия вдоль изохоры.

Лит.: Кириеев В. А., Курс физической химии, 2 изд., М., 1956.

ИЗОХРОННОСТЬ КОЛЕБАНИЙ — независимость периода собственных колебаний к.-л. колебательной системы от амплитуды этих колебаний. И. к. — характерное свойство *линейных систем*; но, т. к. все реальные колебательные системы ведут себя как линейные только в пределах нек-рой ограниченной области состояний, И. к. соблюдается только в нек-рых ограниченных пределах амплитуд. В *нелинейных системах* И. к., строго говоря, не имеет места. Однако практически с заданной степенью точности всегда можно считать, что для достаточно малых амплитуд и в нелинейных системах соблюдается И. к. (напр., колебания маятника практически можно считать изохронными, пока амплитуда его угловых отклонений достаточно мала).

ИЗОЦИКЛИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ — то же, что *карбоциклические соединения*.

ИЗОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ТОЧКА — 1) состояние раствора амфотерного электролита, имеющего в составе молекул отдельно кислотную и основную группы, при к-ром концентрации отрицательных и положительных ионов одинаковы. Амфотерными электролитами (амфолитами) наз. электролиты, проявляющие как основные, так и кислотные свойства, напр. аминокислоты NH_2RCOOH (R — углеводородный радикал). И. т. характеризуется определенным значением *водородного показателя* pH. Вблизи И. т. *подвижность* амфолита в электрич. поле (электрофоретич. подвижность) равна нулю; нек-рые другие физико-химич. свойства (растворимость, вязкость и др.) также принимают экстремальные значения.

2) И. т. наз. также такое состояние поверхности раздела твердое тело — электролит, при к-ром *электрокинетический потенциал* равен нулю. В И. т. легче всего происходит коагуляция коллоидных частиц.

Лит.: 1) Глесстон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, гл. 12, 16; 2) Бродский А. И., Физическая химия, т. 2, 6 изд., М., 1948, гл. 22.

Ю. В. Плесков.

ИЗОЭЛЕКТРОННЫЙ РЯД — ряд, состоящий из нейтрального атома и понизованных атомов с тем же числом электронов N. Простейшими являются И. р. водорода ($N = 1$) H, He^+, Li^{2+}, Be^{3+}, ... и И. р. гелия ($N = 2$) He, Li^+, Be^{2+}, B^{3+}, ... Последовательные члены И. р. соответствуют возрастающим значениям заряда ядра Z; для k-того члена ряда $Z = N + k - 1$.

Распределение электронов по оболочкам для членов И. р., как правило, одинаково, что определяет сходство физич. свойств; благодаря возрастанию Z размеры оболочек убывают с увеличением k. Члены И. р. обладают аналогичными схемами уровней энергии и спектрами, с ростом Z лишь увеличивается масштаб энергий и частот переходов (для И. р. водорода пропорционально Z^2, т. е. для He^+ в 4 раза, для Li^{2+} в 9 раз по сравнению с H). Например, члены И. р. натрия (Na, Mg^+, Al^{2+}, Si^{3+}, ...) имеют нормальную электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ ($N = 11$) с одним внешним электроном, энергия связи к-рого растет вдоль ряда (составляя 5,14 *эв* для Na, 15,03 *эв* для Mg^+, 28,44 *эв* для Al^{2+}, 45,13 *эв* для Si^{3+}, ...), и уровни энергии составляют последовательности, сходящиеся к границе ионизации; переходы между уровнями различных последовательностей дают типичный спектр, состоящий из *дублетов*, образующих резко выраженные *спектральные серии*.

Нек-рые качественные отличия в свойствах членов И. р. и нарушение монотонной зависимости физич. свойств от Z наблюдаются при наличии достраивающихся d- и f-оболочек, т. к. с увеличением Z прочность связи электронов этих оболочек растет быстрее, чем прочность связи электронов в s- и p-оболочках. Напр., в случае И. р. цезия ($Z = 55$) для Cs и Ba^+ электрон $6s$ связан прочнее электронов $5d$ и $4f$, для La^{2+} прочнее всего связан электрон $5d$, начиная с Ce^{3+} прочнее всего связан электрон $4f$.

Лит. см. при ст. *Атом.* *М. А. Ельяшевич.*

ИЗОЭНТАЛЬПИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС — процесс, при к-ром *энтальпия* газа $H = E + pV$ остается постоянной (здесь E — энергия, p — давление, V — объем). Все процессы, удовлетворяющие условию $dH = TdS + Vdp + \sum_i \Lambda_i d\lambda_i = 0$, являются И. п. В частности, если $\sum_i \Lambda_i d\lambda_i = 0$ и давление поддерживается постоянным, то тело теплоизолировано ($dQ = 0$) и процесс обратим ($dQ = TdS$). При этом изменение состояния тела протекает как И. п. Наиболее распространенным примером И. п. служит *Джоуля — Томсона эффект*. Вообще стационарное течение жидкости или газа является И. п. с точностью до членов порядка u^2/h, где u — скорость течения, h — удельная энтальпия на единицу массы.

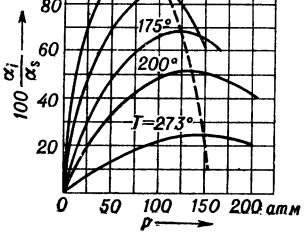
В. П. Смилга.

ИЗОЭНТРОПИЙНЫЙ ПРОЦЕСС — термодинамич. процесс, протекающий при постоянной энтропии. Примером И. п. является обратимый *адиабатический процесс*.

ИЗОЭНТРОПИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ (г а з а) — обратимое расширение газа с отдачей работы в условиях отсутствия теплообмена с окружающей средой, сопровождающееся понижением темп-ры. И. р. часто наз. адиабатич. расширением и характеризуется постоянством энтропии ($S = \text{const}$., см. *Адиабатический процесс*). При И. р. работа производится газом только за счет уменьшения его внутр. энергии. Изменение параметров состояния p и T (давления и темп-ры соответственно) при И. р. определяется ур-нием $Tp^{\frac{1-k}{k}} = \text{const}$., где k — показатель адиабаты. И. р. характеризуется изменением температуры в зависимости от давления — т. н. дифференциальным эффектом $\alpha_S = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_S = \frac{T}{C_p}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$, где T — темп-ра, p — давление, V — объем, C_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Сравнение И. р. с *Джоуля — Томсона эффектом* показывает, что соответствующие дифференциальные эффекты α_S и α_i связаны соотношением $\alpha_i = \alpha_S - V/c_p$.

Из последнего ур-ния вытекает, что по мере возрастания давления p и падения темп-ры величина α_S уменьшается и приближается к значению α_i. Более того, в области *критической температуры*, когда теплоемкость C_p резко возрастает, *дросселирование* может вызывать столь же высокий эффект охлаждения, как и обратимый процесс И. р. На рис. дана зависимость отношения α_i/α_S от давления при различных темп-рах для воздуха. Т. о., при расширении в области, где рабочее вещество близко к критич. точке (или когда производится расширение жидкости, или при расширении между сравнительно высокими давлениями), процесс дросселирования становится высокоэффективным и примерно равноценным И. р. и в то же время очень просто осуществляется посредством дроссельного вентиля. Однако, когда падение давления при расширении велико или происходит от сравнительно высоких темп-р, И. р. всегда предпочтительнее.



Лит.: 1) Жуковский В. С., Техническая термодинамика, 3 изд., М., 1952; 2) Малков М. П., Павлов К. Ф., Справочник по глубокому охлаждению в технике, М.—Л., 1947; 3) Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959. *М. П. Малков.*

ИКОНОСКОП — *передающая телевизионная трубка*, в к-рой впервые был реализован принцип накопления зарядов. Схематически устройство И. представлено на рис. 1. Помимо электронного прожектора ЭП, создающего острофокусированный электронный пучок, основным элементом И. является мозаичная фоточувствительная мишень М в виде плоского тонкого диэлектрика (листок слюды, толщиной 20—30 μ), на одну сторону к-рого нанесено сплошное проводящее покрытие, образующее т. н. сигнальную пластину СП. На противоположной стороне мишени, обращенной к прожектору, нанесено множество изолированных друг от друга мелких фоточувствительных зерен Ф (диаметром не более 0,02 *мм*). Каждый такой элементарный фотоэлемент образует по отношению к сигнальной пластине нек-рую емкость, обеспечивающую независимое от других участков накопление зарядов в процессе эмиссии фотоэлектронов под действием света от изображения, спроектированного на мозаику.

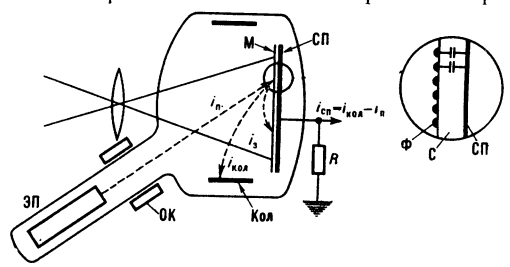


Рис. 1. ЭП — электронный прожектор, ОК — отклоняющие катушки, Кол — коллектор, С — слюдяная пластина, СП — сигнальная пластина, М — мозаика из фоточувствительных зерен.

Процесс преобразования накопленных зарядов в видеосигнал осуществляется посредством электронного пучка, обегающего поочередно (с помощью 2 пар отклоняющих катушек ОК) все элементы мишени. В этом процессе существенную роль играет явление *вторичной электронной эмиссии*. При энергиях электронов первичного пучка порядка 1000 *эв* коэфф. вторичной эмиссии мишени $\sigma > 1$. Вследствие этого поверхность мишени приобретает относительно коллектора вторичных электронов положит. потенциал (подробнее см. *Запоминающая трубка*), при к-ром между мишенью и коллектором устанавливается поле, тормозящее вторичные электроны. Преодолеть это поле могут лишь достаточно быстрые вторичные электроны; более медленные, не достигая коллектора, возвращаются обратно на мишень, «засевая» практически всю ее поверхность. Зависимость тока коллектора $i_{кол}$ от тормозящей разности потенциалов между мишенью и коллектором $U_м - U_{кол}$ изображена на рис. 2. Чем она выше, тем меньше ток кол-

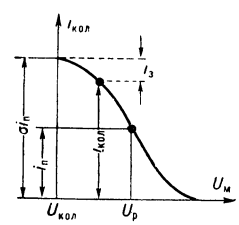


Рис. 2.

лектора $i_{кол}$ и больше ток засева $i_з$. Сумма обоих токов равна полному току вторичной эмиссии $i_{вт} = i_{кол} + i_з = \sigma i_п$, где $i_п$ — ток первичного пучка. При нек-ром потенциале мишени $U_р$, наз. равновесным, ток вторичных электронов, достигающих коллектора, равен току первичных электронов, приходящих на мишень.

При прохождении пучком к.-л. точки мозаики в течение времени τ потенциал ее повышается на величину $\Delta U = \frac{j_k \sigma \tau}{C_0}$ (j_k — плотность тока первичного пучка, C_0 — емкость единицы поверхности мозаики относительно СП), т. к. вторичные электроны уходят с облучаемой точки либо на коллектор, либо на остальные участки мишени (засевом самой точки можно пренебречь). После ухода пучка с рассматриваемой точки ее потенциал постепенно понижается из-за засева медленными вторичными электронами.

Пусть освещенность мозаики не изменяется во времени и развертка — периодическая. В стационарном случае понижение потенциала в каждой точке мишени (за счет засева в течение времени развертки всего кадра изображения) должно быть равным его повышению за счет ухода вторичных электронов, возбуждаемых первичным пучком за время облучения рассматриваемой точки. В случае неосвещенной или равномерно освещенной мозаики стационарность от цикла к циклу обеспечивается автоматич. выполнением условия $i_{кол} = i_п$ в любой момент времени. Если $i_{кол} \neq i_п$, то количество зарядов, вносимых на мозаику первичным пучком, не равняется количеству зарядов, уносимых вторичными электронами, и мозаика от цикла к циклу накапливает или отдает заряд. При нек-ром мгновенном положении пучка потенциал точек, перекрываемых пучком, возрастает от $U_н$ на переднем фронте пучка до $U_в$ на заднем (рис. 3). При условии $i_{кол} = i_п$ значения $U_в$ и $U_н$ автоматически устанавливаются по разные стороны от равновесного потенциала $U_р$, а средний потенциал мишени под пучком $U_{ср} = U_р$.

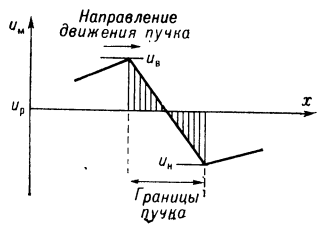


Рис. 3. Мгновенное распределение потенциала под пучком для неосвещенной мозаики.

В случае неравномерного освещения на этот процесс накладывается эмиссия фотоэлектронов, повышающая потенциал отдельных участков мозаики. Для точек, сильнее освещенных, $U_в$ и $U_н$ оказываются выше, чем для менее освещенных. Однако разность $U_в - U_н$ одинакова для всех точек, независимо от их освещенности. Абсолютные же значения $U_в$ и $U_н$ зависят от освещенности. В этом случае для обеспечения стационарности от цикла к циклу необходимо, чтобы среднее за время T развертки кадра значение $i_{кол}$ равнялось току пучка: $\frac{1}{T}\int_0^T i_{кол} dt = i_п$. Это условие выполняется за счет автоматич. смещения $U_в$ и $U_н$ (а следовательно, и $U_{ср}$) для светлых и темных участков, такого, что при облучении пучком светлых участков, как более положительных, $i_{кол}$ оказывается меньше $i_п$, а при облучении темных участков, как более отрицательных, $i_{кол}$ больше $i_п$. $U_в$ и $U_н$ смещаются относительно состояния, соответствующего неосвещенной мозаике, в сторону бо́льших значений, если освещенность участка превышает среднее значение освещенности по всей мозаике, и в сторону меньших значений — для участков с освещенностью, меньше средней. Сопутствующее такому сдвигу различие в мгновенных значениях $i_{кол}$ в пределах T представляет собой видеосигнал. Изменение $i_{кол}$ с изменением $U_{ср}$ иллюстрируется рис. 4. Обычно сигнал выделяется в цепи сигнальной пластины, где

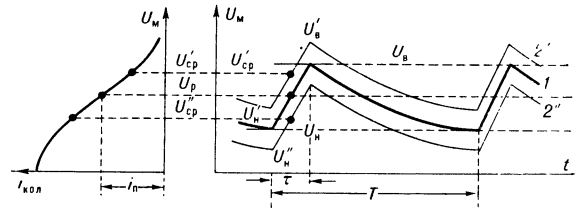


Рис. 4. Изменение потенциала точки мозаики: *1* — в случае неосвещенной мозаики, *2'* — для светлых участков и *2''* — для темных участков в случае неравномерно освещенной мозаики.

он определяется разностью $i_{сп} = i_п - i_{кол}$. В случае равномерного освещения $i_{кол} = i_п$ и $i_{сп} = 0$. Информации о средней освещенности И. не передает.

Величина сигнала в И. в десятки тысяч раз больше, чем в трубках без накопления зарядов типа *диссектора*. Несмотря на высокое качество передаваемого изображения, И. практически вытеснен другими типами передающих телевизионных трубок, напр. *супериконоскопом*, *суперортиконом* и *видиконом*, обладающими большей чувствительностью. Недостатком И. является паразитный сигнал (т. н. черное пятно), к-рый генерируется трубкой вследствие неоднородности явлений засева на различных участках мишени. Для компенсации этого сигнала в видеосигнал замешиваются искусственно создаваемые сигналы обратной полярности. Вследствие зависимости формы черного пятна от содержания изображения, компенсирующие сигналы требуют практически непрерывной подстройки, осуществляемой спец. оператором.

Лит.: Гуревич С. Б., Физические процессы в передающих телевизионных трубках, М., 1958. *В. Л. Герус*

ИКС-ЕДИНИЦА — единица длины, применяющаяся для выражения длин волн рентгеновских и гамма-лучей, а также результатов измерений кристаллич. решеток, производимых методом структурного анализа. 1 И.-е. $\approx 10^{-13}$ *м* (10^{-3} Å). Обозначается X, XU. Употребляется также кратная единица килоикс (κX), равная 1000 X, 1κX ≈ 1 Å. В течение 20—30 лет до определения численного различия между κX и Å (см. ниже) в литературе встречалось неправильное употребление Å по отношению к измерениям, выполненным в κX.

И.-е. была введена в 20-х гг. 20 в. в связи с трудностью абс. измерений длин волн рентгеновских лучей и постоянных кристаллич. решетки. При измерениях длин волн рентгеновских лучей по их дифракции на кристаллах основываются на *Брэгга — Вульфа условии*: $m\lambda = 2d\sin\vartheta$ (λ — длина волны, d — межплоскостное расстояние в кристалле, ϑ — угол скольжения, m — порядок отражения); т. е. для определения точного значения λ должно быть известно не менее точное значение d. Для прецизионных измерений употребляются кристаллы кальцита, межплоскостное расстояние к-рого d_{100} не могло быть, однако, с достаточной точностью установлено в *см* или Å. Поэтому наиболее вероятное приближенное значение, выраженное в Å ($d_{100} \approx 3.02945$ Å), было предложено считать точным в новых едини-

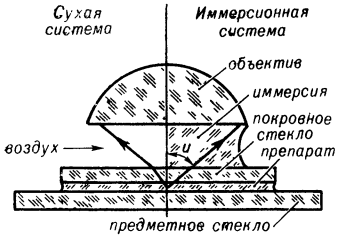
цах — И.-е.: d_{100} = 3,02945 кХ = 3029,45 Х. В результате последующих измерений длин волн (по дифракции рентгеновских лучей на прецизионных дифракционных решетках с известным периодом) к 1947 г. был установлен более точно фактор перехода между кХ и Å: 1 кХ = 1 000 Х = 1,00202 Å = 1,00202 · 10^{-10} *м*. Точность фактора перехода ~ 0,003%, точность измерения длин волн в кХ ок. 0,001%, следовательно, точность длин волн, выраженных при помощи фактора перехода в Å может считаться равной ок. 0,004%.

Лит.: Handbuch der Physik, Bd 30 — Röntgenstrahlen, Göttingen — Hdlb., 1957, S. 92—93, 239. *Ю. В. Мнюх.*

ИЛЬКОВИЧА УРАВНЕНИЕ (Д. Илькович, 1934 г.) — ур-ние, определяющее силу предельного тока I (см. *Поляризация электрохимическая*) электрохимич. реакции на капельном ртутном электроде, скорость к-рой определяется скоростью диффузии реагирующих частиц к электроду: $I = 0{,}732\, nFc_0D^{1/2}m^{2/3}t^{1/6}$, где n — число электронов, участвующих в процессе, F — число Фарадея, c_0 — концентрация реагирующего вещества в растворе, D — коэффициент диффузии реагирующих частиц, m — масса ртути, вытекающей из капилляра в 1 *сек*, t — время с начала роста капли. И. у. широко применяется в *полярографии*. Пользуясь им, можно по измеренной экспериментально величине I определить c_0 или D реагирующего вещества.

Лит.: Фрумкин А. Н. [и др.], Кинетика электродных процессов, М., 1952, гл. 2. *Ю. В. Плесков.*

ИММЕРСИОННЫЕ СИСТЕМЫ — объективы микроскопа, у к-рых пространство между предметом (или покровным стеклом) и первой линзой заполняется *иммерсией*. Благодаря этому увеличивается числовая *апертура*, а следовательно, и *разрешающая способность микроскопа*. Апертура определяется ф-лой $A = n \sin u$, где u — половина угла между крайними лучами, входящими в объектив, n — показатель преломления среды между покровным стеклом и первой линзой объектива. На рис. слева показан ход крайнего луча в «сухой» системе, а справа — в И.с.У «сухой» системы между покровным стеклом и объективом находится воздух (n = =1) и, следовательно, $A \leqslant 1$. Существующие масляные И. с. имеют апертуру до 1,3, а монобромнафталиновые И. с. — до 1,6. Последние применяются в металлографич. микроскопах. Каждая И. с. рассчитывается на определенный вид иммерсии, применение другой иммерсии недопустимо. И. с. очень чувствительны к изменениям дисперсии и показателя преломления иммерсии, поэтому применяют только чистые, оптически однородные жидкости. Допустимые отклонения показателя преломления и дисперсии от номинальных значений тем меньше, чем больше апертура объектива и толщина иммерсионного слоя. Значительные отклонения оптич. характеристик иммерсии от расчетных приводят к ухудшению качества изображения.



Кроме возможности увеличения апертуры, И. с. имеют следующее преимущество перед «сухими» системами с большими апертурами. Качество изображения у «сухой» системы с $A > 0{,}6$ очень чувствительно к толщине и качеству поверхности покровного стекла (стандартная толщина стекла 0,17 *мм*). И. с. с масляной иммерсией не имеют этого недостатка, т. к. показатели преломления стекла и иммерсии почти одинаковы.

Разновидностью И. с., рассчитанной на водную иммерсию, является т. н. «планктонный» объектив слабого увеличения, предназначенный для наблюдения микроорганизмов в воде.

Для реализации предельной разрешающей способности микроскопа и при изучении препаратов в темном поле необходимо увеличить также и апертуру конденсора, освещающего объект. Это достигается с помощью иммерсии, помещаемой между конденсором и предметным стеклом.

Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, т. 2, 2 изд., М.—Л., 1952, § 257, 258; 2) Михельк, Основы теории микроскопа, пер. с нем., М., 1955, гл. VI, § 2. *Л. А. Федин.*

ИММЕРСИОННЫЙ МЕТОД — метод измерения показателей преломления веществ в твердом состоянии; заключается в том, что исследуемое кристаллич. или стеклообразное вещество в раздробленном виде погружают в нанесенную на покровное стекло каплю жидкости с известным показателем преломления. Наблюдая такие препараты с разными жидкостями под микроскопом, находят жидкость, наиболее близкую по показателю преломления к исследуемому веществу. Для сравнения показателей преломления твердого вещества и жидкости пользуются *Бекке методом*, косым освещением или методом двойного диафрагмирования. В последнем методе в световой пучок вводят 2 экрана с прямолинейным краем (диафрагмы); один из экранов помещается под препаратом, другой — над объективом микроскопа. При этом видимые в микроскоп осколки твердого вещества кажутся как бы односторонне освещенными; положение их светлых и темных краев зависит от соотношения показателей преломления твердого вещества в жидкости. Необходимое для измерений равенство этих показателей преломления достигается применением монохроматич. света с различными длинами волн и отмечается по исчезновению одностороннего освещения или полоски Бекке. Использование одной только диафрагмы (верхней или нижней) дает косое освещение, вызывающее такой же эффект, как и двойное диафрагмирование, но не во всем поле зрения одновременно. В случае двоякопреломляющих кристаллов измерения производятся порознь для обеих распространяющихся в кристалле волн, для чего кристалл устанавливается в положениях погасания. Для измерения очень высоких показателей преломления вместо жидкостей пользуются твердыми стеклообразными сплавами, напр. серы с селеном (иммерсионные сплавы), в к-рые заплавляют исследуемые кристаллики.

Можно измерить 3 главных показателя преломления на одном микрокристалле, применяя теодолитно-иммерсионный метод, при к-ром осколок кристалла поворачивают в процессе измерения вокруг различно направленных осей.

Преимуществами И. м. являются его простота и возможность измерений на очень мелких кристалликах (до 2—3 μ), к к-рым неприменимы все другие методы измерения показателей преломления.

Лит.: 1) Меланхолин Н. М., Измерение показателей преломления под микроскопом иммерсионным методом, М.—Л., 1949; 2) Меланхолин Н. М. и Грум-Гржимайло С. В., Методы исследования оптических свойств кристаллов, М., 1954, с. 106—126. *Н. М. Меланхолин.*

ИММЕРСИОННЫЙ ОБЪЕКТИВ МИКРОСКОПА — см. *Иммерсионные системы*.

ИММЕРСИЯ (иммерсионная жидкость) — жидкость, применяемая: а) для определения показателя преломления кристаллов *иммерсионным методом* и б) для заполнения пространства между препаратом и объективом микроскопа (см. *Иммерсионные системы*) с целью повышения числовой *апертуры*. Основные оптич. характеристики различных И., применяемых в микроскопии, приведены в табл.

Иммерсия	Температура (°С)	Показатель преломления n_D	Коэфф. дисперсии $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	Температурный коэфф. $\frac{dn}{dt} \cdot 10^4$
Кедровое масло	21	1,5150	48,6	—4,5
Водный раствор глицерина (74% глицерина, 26% воды)	21	1,4343	59,7	—2,2
Вазелин	24,5	1,5028	46,4	—3,4
Монобромнафталин	21	1,6562	20,6	—5,0
Вода	20	1,3330	55,5	—0,8

n_D — показатель преломления для желтой D линии натрия (λ = 5 893 Å), n_F и n_C — показатели преломления соответственно для синей F (λ = 4 861 Å) и красной C (λ = 6 563 Å) линий водорода.

Наиболее распространено в обычной микроскопии кедровое масло. Монобромнафталиновая И., имеющая большой показатель преломления, служит в основном для наблюдения объектов в отраженном свете; глицериновая и водная И. применяются как в обычной, так и в ультрафиолетовой микроскопии; вазелиновая И. — в ультрафиолетовой микроскопии. Кроме указанных И., существует неск. типов искусственных масляных И., оптич. характеристики к-рых близки характеристикам кедрового масла. И. должна быть прозрачна, оптически однородна, не должна иметь пузырьков, повреждать объектив и токсически действовать на препарат. И., применяемая в люминесцентных микроскопах, не должна флуоресцировать под действием сине-фиолетовых и ультрафиолетовых лучей.

Показатель преломления и дисперсия И. должны строго соответствовать значениям, установленным при расчете объектива. *Л. А. Фейн.*

ИМПЕДАНС (в электрических цепях) — см. *Полное сопротивление.*

ИМПЕДАНС акустический — комплексное сопротивление, вводимое при рассмотрении колебаний акустич. систем по аналогии с электротехникой. В акустике применяется 3 рода И.: акустический Z_a, удельный акустический Z_1 и механический $Z_м$, связанных между собой видом зависимости от рассматриваемой площади S в акустич. системе $Z_м = SZ_1 = S^2Z_a$. Акустич. И. определяется как отношение комплексных амплитуд звукового давления p и объемной колебательной скорости v. Под последней понимается произведение усредненной по площади нормальной составляющей колебательной скорости на площадь, для к-рой определяется И. Комплексное выражение И. имеет вид

$$Z_a = (|p| / |v|) \exp[j(\varphi_p - \varphi_v)] = R_a + jX_a;$$

j — мнимая единица. Как видно из этого выражения, при разности фаз звукового давления и колебательной скорости ($\varphi_p - \varphi_v$), кроме отношения модулей их амплитуд, определяющего модуль И., учитывается еще его фазовая характеристика. Разделяя комплексный И. на вещественную и мнимую части, получают активную R_a и реактивную X_a, составляющие акустич. И. — активное и реактивное акустич. сопротивления. Первое связано с трением и потерями энергии на излучение звука акустич. системой, а второе — с реакцией сил инерции (масс) или сил упругости (гибкости). Реактивное сопротивление в соответствии с этим бывает инерционное или упругое.

Понятие акустич. И. важно при рассмотрении распространения звука в трубах переменного сечения, рупорах и подобных системах или при рассмотрении акустич. свойств излучателей и приемников звука, их диффузоров, мембран и т. п. В случае сложных звуков, когда звуковое давление состоит из суммы многих компонент с различными частотами, И. и давление для каждой частоты определяют компоненту объемной колебательной скорости, совокупность к-рых составляет общую объемную скорость.

Акустич. сопротивление измеряется в единицах, назв. к-рых определяется их размерностью. В системе единиц МКС это — ньютон-секунда на метр в пятой степени ($н \cdot сек/м^5$), а в системе СГС — дина-секунда на сантиметр в пятой степени ($дин \cdot сек/см^5$). Для последней единицы иногда употребляется назв. «акустический ом» (стандартом не рекомендуется).

Удельный акустич. И. выражается отношением звукового давления к колебательной скорости в рассматриваемой точке или для рассматриваемой единичной площади. Механич. И. (и соответственно механические активное и реактивное сопротивления) определяется отношением силы (т. е. произведения звукового давления на рассматриваемую площадь) к средней колебательной скорости для этой площади. Единица механич. сопротивления в системе МКС наз. ньютон-секунда на метр ($н \cdot сек/м$), а в системе СГС — дина-секунда на сантиметр ($дин \cdot сек/см$) (иногда наз. «механический ом»).

Лит.: 1) Фурдуев В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948, гл. II, § 17 и гл. III, § 21; 2) Скучик Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 1—2, М., 1958—59, гл. V, § 7 и гл. VI, § 4. *И. Г. Русаков.*

ИМПУЛЬС (в механике) — см. *Количество движения.*

ИМПУЛЬС (электрический)—быстрый (кратковременный) одиночный скачок электрич. тока или напряжения. Различают И. высокого напряжения, И. большого тока, *видеоимпульсы* и *радиоимпульсы.*

ИМПУЛЬС ЗВУКОВОЙ — 1) внезапное и быстро исчезающее повышение давления или темп-ры в ограниченном небольшом объеме газовой или жидкой среды, дающее начало фронту волны кратковременного повышения давления, распространяющейся от места возмущения (волны импульсов). Акустич. импульсы находят применение в архитектурной акустике для обнаружения эха и определения времени реверберации в помещениях. Такие И. з. легко получить от пистолетного выстрела или путем искрового разряда конденсатора через зазор между контактами. Воздействие кратковременного И. з. на акустич. приемник (микрофон) эквивалентно одновременному наложению составляющих всех частот сплошного спектра от самых низких до таких, период к-рых близок к продолжительности И. з. Этим пользуются для определения частотных характеристик приемников.

2) Звуковой сигнал определенной частоты, продолжительность к-рого составляет не очень большое число (10—100) периодов. Такой И. з. может быть единичным или повторяться через промежутки времени, бо́льшие его длительности или сравнимые с ней. Импульсные звуковые сигналы создаются излучателями, питаемыми от генератора синусоидальных электрич. напряжений через импульсный модулятор или периодич. прерыватель. Эти сигналы применяются при акустич. исследованиях в незаглушенных помещениях или бассейнах для исключения осложняющих влияний отраженных сигналов. Звуковые и ультразвуковые импульсы широко применяются в гидроакустике для измерения глубин и в гидролокации (см. *Эхолот*), а также в *ультразвуковой дефектоскопии.*

Лит.: Гензель Г. С., Заездный А. М., Основы акустики, М.—Л., 1952, гл. 8 и 9. *И. Г. Русаков.*

ИМПУЛЬС СИЛЫ — величина, характеризующая действие, оказываемое на тело силой $\boldsymbol{F}$ за нек-рый промежуток времени t_1 и равная произведению сред-

него значения этой силы на время ее действия: $S = F_{ср} \cdot t_1$. И. с. — величина векторная и направлена так же, как $F_{ср}$. Более точно И. с. определяется интегралом $S = \int_0^{t_1} F dt$. При движении материальной точки под действием силы ее *количество движения* получает за время t_1 приращение, равное И. с. Таким образом, $mv_1 = mv_0 + S$, где mv_0 и mv_1 — соответственно количество движения точки в начале и в конце промежутка времени t_1. Понятием об И. с. широко пользуются в теории *удара* (см. *Импульс ударный*). *С. М. Таре.*

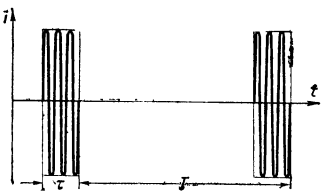
ИМПУЛЬС УДАРНЫЙ — величина, равная импульсу ударной силы $F_{уд}$ за время удара τ. Т. к. действующие на тело при ударе силы, наз. ударными силами, очень велики, а время их действия τ очень мало, то при ударе в качестве характеристики механич. взаимодействия тел рассматривают не сами силы, а их И. у. $S_{уд}$. При этом $S_{уд} = F_{уд}^{ср}\tau$, где $F_{уд}^{ср}$ — среднее значение ударной силы за время удара, или более точно $S_{уд} = \int_0^{\tau} F_{уд} dt$.

ИМПУЛЬС ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ — динамич. характеристика поля — количество движения, к-рым обладает электромагнитное поле в данном объеме. Тела, помещенные в электромагнитное поле, испытывают действие механич. сил. Воздействие поля на тело при этом связано с поглощением электромагнитных волн или изменением направления их распространения (отражение, рассеяние, преломление). При излучении света импульс тела также меняется. Т. к. замкнутая материальная система в результате излучения, поглощения или отражения электромагнитных волн не должна в целом изменить количество движения, то необходимо приписать электромагнитной волне количество движения, или импульс. Существование электромагнитного импульса впервые было экспериментально обнаружено в опытах по *давлению света* (П. Н. Лебедев, 1899 г.). Как показывает теория электромагнитного поля, И. э. п. распределен в пространстве с объемной плотностью $G = \frac{1}{c^2} S = \frac{1}{4\pi c}[EH]$, где S — *Пойнтинга вектор*, E, H — напряженности электрич. и магнитного полей. В случае свободно распространяющейся в пространстве электромагнитной волны произвольной формы И. э. п. G и энергия $\mathscr{E}$ образуют вместе четырехмерный вектор I_i с компонентами $I_{1,2,3} = G$, $I_4 = \frac{i}{c}\mathscr{E}$ и преобразуются в соответствии с правилами для четыревекторов. Квант электромагнитного поля частоты ν обладает импульсом $h\nu/c$, где $h = 6{,}62 \cdot 10^{-23}$ *эрг · сек* — постоянная Планка. Существование этого импульса проявляется во многих явлениях. Напр., обмен импульсом между полем и частицей имеет место в *Комптона явлении*, при рассеянии γ-квантов на электронах и т. д.

Лит.: 1) Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957, § 103; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 3 изд., М., 1960, § 32, 45, 52 (Теоретическая физика, т. 2); 3) Иваненко Д., Соколов А., Классическая теория поля, М.—Л., 1949, § 29; 4) Стреттон Дж. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М.—Л., 1948, § 6, 29; 5) Лебедев П. Н., «Ж. Русского физико-химического о-ва. Физ. отдел», 1900, т. 32, вып. 8, с. 211. *Г. В. Воскресенский.*

ИМПУЛЬСНАЯ ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА — см. *Ионизационная камера.*

ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ — способ модуляции (см. *Модуляция колебаний*), в результате к-рого высокочастотные гармонич. колебания приобретают вид кратковременных посылок — *радиоимпульсов* (см. рис.). И. м. наз. также изменение одного из параметров *видеоимпульсов*, модулирующих высокочастотные колебания (см. *Импульсная радиосвязь*). И. м. применяется в радиолокации, телеуправлении и импульсной радиосвязи для передачи информации; чаще всего применяются видеоимпульсы прямоугольной и колоколообразной формы длительностью $\tau = 10^{-9}$—10^{-5} *сек*. Скважность (отношение периода повторения к длительности импульсов) $q = T/\tau$ может изменяться от 10^2—10^3 (у радиолокационных станций) до неск. единиц (в многоканальных радиолиниях).



И. м. обычно осуществляется с помощью специальных импульсных модуляторов (см. *Импульсный генератор*).

Лит.: 1) Ицхоки Я. С., Импульсные устройства, М., 1959; 2) Меерович Л. А., Зеличенко Л. Г., Импульсная техника, М., 1953; 3) Евтянов С. И., Радиопередающие устройства, М., 1950.

ИМПУЛЬСНАЯ РАДИОСВЯЗЬ — вид связи по радио, при к-ром информация передается изменением тех или иных параметров последовательности *радиоимпульсов* (кратковременных посылок высокочастотных колебаний), излучаемых передатчиком (см. *Импульс-*

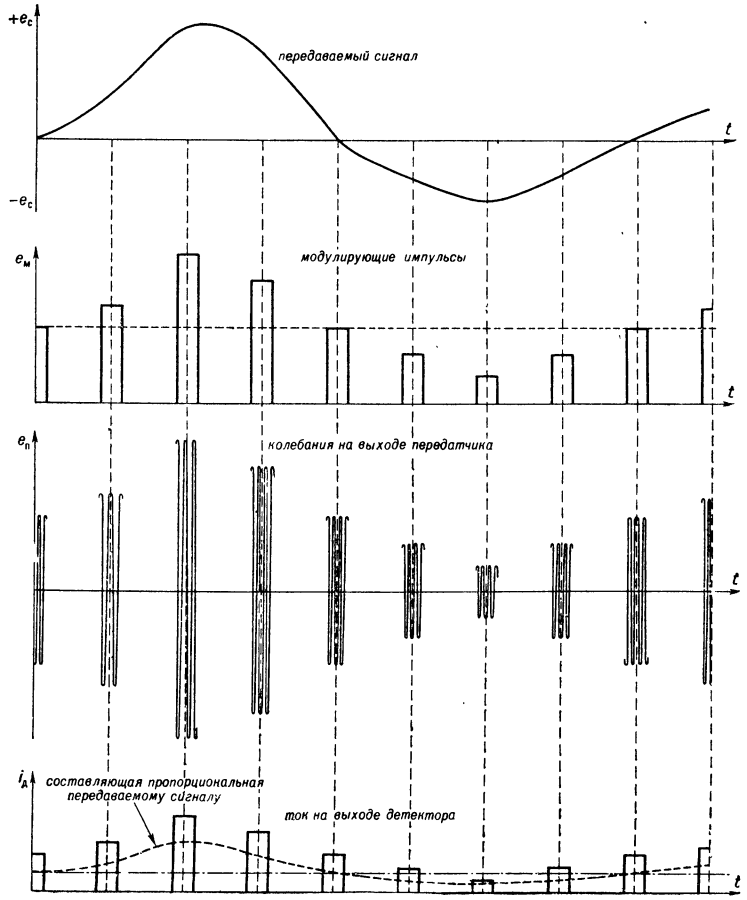


Рис. 1.

ный генератор). И. р. применяется на волнах метрового, дециметрового и сантиметрового диапазонов. Наиболее просто передача и прием информации осуществляются при амплитудно-импульсной модуляции, когда амплитуда импульсов, посылаемых через равные интервалы времени, изменяется от нек-рого среднего значения пропорционально мгновенной величине передаваемого сигнала (рис. 1). Последовательность продетектированных импульсов (см. *Детектирование*) содержит составляющую, изменяющуюся пропорционально передаваемому сигналу; она может быть выделена фильтром низкой частоты. Опыт показывает, что воспроизведение получается удовлетворительным, если на один период передаваемого сигнала приходится не менее 2—3 импульсов. Для разборчивого воспроизведения речи достаточно передавать спектр звуковых частот от 100 до 3 000 *гц*, поэтому частота посылки импульсов может не превышать 8—10 тыс. импульсов в 1 *сек*; длительность импульсов обычно близка к 1 *мксек*; поэтому открывается возможность использования пауз для передачи ряда других информаций (см. *Многоканальная радиосвязь*). В этом заключается основное достоинство И. р. К ее недостаткам следует отнести худшее качество воспроизведения (сравнительно с непрерывными методами), широкую полосу частот, сложность технич. реализации и необходимость работы в диапазоне СВЧ. Поэтому И. р. находит применение только в многоканальных линиях связи.

Существуют системы с другими видами импульсной модуляции. Наиболее распространены системы с фазо-импульсной модуляцией, при к-рой излучаемые импульсы неизменной амплитуды и длительности смещаются относительно нек-рых фиксированных моментов времени в сторону опережения или отставания на интервалы Δt, пропорциональные мгновенным значениям передаваемого сигнала $\Delta t = kU_c$ (рис. 2). Постоянство амплитуды импульсов позволяет срезать в приемнике наслаивающиеся шумы с помощью ограничителя, а постоянство длительности импульсов — выбрать оптимальную полосу пропускания приемника. После детектирования преобразуют длительность импульсов пропорционально Δt. Среднее значение тока полученной последовательности импульсов изменяется пропорционально передаваемому сигналу. После фильтрации эта составляющая тока может быть подана на телефон.

Применение более сложных видов модуляции (кодово-импульсной, дельта-модуляции) позволяет в еще большей степени снизить воздействие помех.

Лит.: 1) Изюмов Н. М., Импульсные системы многоканальной радиосвязи, М., 1947; 2) Евтянов С. И., Радиопередающие устройства, М., 1950. *Д. П. Линде.*

ИМПУЛЬСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ — приближенный метод расчета сечений взаимодействия быстрых частиц (мезонов и нуклонов) с дейтронами и легкими ядрами. Метод основан на 2 предположениях: 1) расходящаяся волна, описывающая конечное состояние, есть сумма волн генерированных на отдельных нуклонах; 2) взаимодействие с каждым нуклоном происходит «мгновенно», так что волновая функция не меняется за время столкновения. Название метода (impulse approximation) связано именно со вторым предположением о мгновенности, «импульсности» взаимодействия.

На основании предположений 1) и 2) амплитуды реакций на ядре (дейтроне) выражаются в виде суммы двухчастичных амплитуд, вычисленных для свободных нуклонов с распределением импульсов, совпадающих с распределением импульсов нуклонов в ядре (дейтроне) [1—2]. Так, например, амплитуда реакции $n + d \to n + n + p$ выражается через амплитуды n — n- и n—p-рассеяния; амплитуда $\pi^+ + d \to \pi^+ + n + p$ через амплитуды $\pi^+ + n \to \pi^+ + n$, $\pi^+ + p \to \pi^+ + p$; амплитуда $\pi^- + d \to n + n + \gamma$ через амплитуду $\pi^- + p \to n + \gamma$ и т. д. Сечения реакций не равны сумме двухчастичных сечений из-за наличия интерференционных членов.

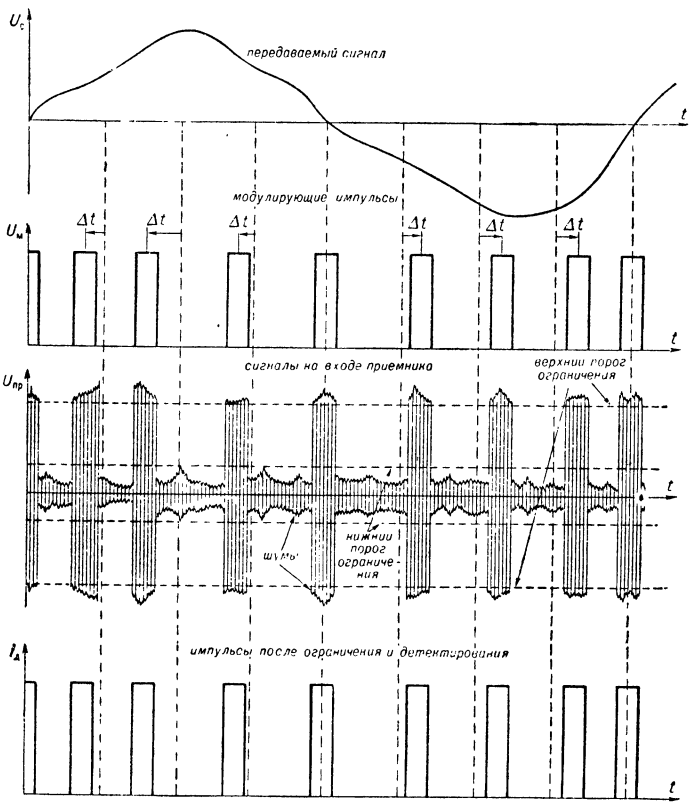


Рис. 2.

В случае реакций на дейтроне, где волновая функция известна, метод И. п. дает возможность выразить нейтронное сечение через сечения для дейтрона и протона, реально измеряемые на опыте. Для легких ядер метод дает возможность получить информацию о распределении импульсов нуклонов в ядре. Метод И. п. применяется при энергиях порядка сотен *Мэв*.

Вопрос о точности импульсного приближения разбирался в работах [3—5]. Погрешность, возникающая при расчете методом И. п., может быть разделена на 2 части: 1) погрешность, связанная с искажением падающей и уходящей волны, соответствующей двухчастичной реакции остальными нуклонами ядра (дейтрона); 2) погрешность, возникающая из-за того, что введение для нуклона распределения по импульсу, соответствующего связанному состоянию, не учитывает полностью влияния связи.

Поправка 1-го рода оценивалась Чу и Гольдбергером [5] для модели рассеяния нуклона совокупностью неподвижных центров. В этом случае учет многократного рассеяния дает поправку вида $\sqrt{\sigma\lambda}/4\pi\rho^3$, где ρ — расстояние между рассеивателями, σ — сечение рассеяния и λ — длина волны. Поправка падает при малых λ. Попытка оценки поправки

2-го рода содержится в работе [5], где получено, что она также падает с ростом энергии падающей частицы.

Метод И. п. тесно связан с широко используемым в современной теории сильных взаимодействий полюсовым приближением Чу и Лоу [6], основанным на учете ближайших особенностей амплитуд в комплексной плоскости. Вопрос о пределах применимости метода И. п., так же как и вопрос о применимости полюсного приближения, в настоящее время не ясен. В частности, Бракнер [7] на примере рассеяния двумя неподвижными центрами показал, что метод И. п. дает правильное значение для величины отклонения полного сечения от суммы двухчастичных, только если двухчастичные фазы малы, то есть в условиях применимости борновского приближения.

Лит.: 1) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958, с. 535; 2) Строение атомного ядра, пер. с англ., под ред. А. С. Давыдова, М., 1959, с. 192; 3) Chew G. F., «Phys. Rev.», 1950, ser. 2, v. 80, № 2, p. 196; 4) Chew G. F., Wick G. C., там же, 1952, v. 85, № 4, p. 636; 5) Chew G. F., Goldberger M. L., там же, 1952, v. 87, № 5, p. 778; 6) Chew G. F., Low F. E., там же, 1959, v. 113, № 6, p. 1640; 7) Brueckner K. A., там же, 1953, v. 89, № 4, p. 834.

И. Ю. Кобзарев.

ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА — источники света, дающие одиночные или периодически повторяющиеся световые вспышки определенной длительности (см. табл.).

Наиболее распространены импульсные газоразрядные лампы благодаря широкому диапазону возможного изменения интенсивности излучения, длительности и частот вспышек, а также эксплуатационному удобству (простота питания и управления, долговечность и стабильность, бесшумность в работе, возможность придания светящемуся объему различных форм и размеров, высокая экономичность).

В зависимости от конструкции различают: 1) трубчатые лампы с расстоянием между электродами 1—200 *см* и давлением газа (обычно Xe) 50—600 *тор*, в к-рых разряд заполняет весь баллон (рис. 1, *а*); 2) шаровые лампы с широким баллоном, малым расстоянием между электродами (неск. *мм*) и давлением газа (Xe, A и др.) в неск. *атм*, в этих лампах разряд локализован в средней части баллона, вдали от его стенок (рис. 1, *б*). Частным случаем таких ламп являются конденсированные искровые источники с открытым разрядом в воздухе.

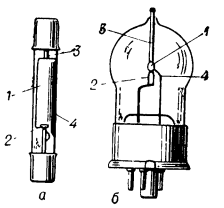


Рис. 1. *а* — трубчатая лампа ИФК-50; *б* — шаровая лампа ИСШ100-2; *1* — светящийся канал разряда; *2* — катод, *3* — анод, *4* — электрод зажигания.

В импульсных лампах световую вспышку вызывает *искровой разряд* между электродами, который питается импульсом тока большой мощности, получаемым обычно с помощью накопительного конденсатора *С* (рис. 2). Для обеспечения *деионизации* после вспышки между источником тока *И* и конденсатором включается зарядный элемент *ЗЭ* (активное сопротивление, катушка индуктивности, диод, триод, тиратрон). Иногда в качестве накопит. элемента вместо конденсатора применяют *искусственную линию*, катушку индуктивности и др. Возможно питание непосредственно от сети переменного тока (ток через лампу пропускается в течение части полупериода).

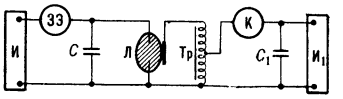


Рис. 2.

Зажигание разряда в импульсной лампе *Л* обычно осуществляется ионизацией газа между катодом и анодом с помощью вспомогательного маломощного импульса высокого напряжения, напр., от *импульсного трансформатора Тр*, питаемого разрядом конденсатора C_1 через коммутирующее устройство *К* (ключ, тиратрон, разрядник), подаваемого на электрод

Классификация и основные характеристики импульсных источников света.

Тип \ Характеристики	Амплитудные: яркость (*нт*)	Амплитудные: сила света (*св*)	Длительность вспышки (*сек*)	Частота вспышек (*гц*)	Цветовая температура (°K)	Библиография
Химические источники						
«Магниевые» вспышки (смесь порошка магния или алюминия с веществом, богатым кислородом)	10^7	10^5—10^8	10^{-1}	одиночные	$3 \cdot 10^3$	1
Лампы-вспышки однократного действия (металлич. лента, под действием электрозапала сгорающая в наполняющем лампу кислороде)	10^8	10^5—10^6	10^{-1}	то же	$3 \cdot 10^3$	2
Взрывные источники (свечение газа под действием взрывной волны)	10^{11}	10^8	10^{-6}	то же	$3 \cdot 10^4$	3
Электрические источники						
Импульсные газоразрядные лампы	10^8—$2 \cdot 10^{11}$	10^4—10^8	10^{-1}—10^{-8}	до 10^5	10^4—10^5	4, 5, 6
Взрыв проволочек под действием разряда конденсатора	10^{11}	10^6—10^8	10^{-5}	до 1	$3 \cdot 10^4$	7, 8
Скользящий импульсный разряд на поверхности изолятора	10^{11}	10^8	10^{-6}	до 10^4	10^5	3
Электрич. пробой в жидкости	10^{11}	10^8	10^{-5}	одиночные	10^5	9
Электронно-лучевые трубки с кратковременной бомбардировкой люминофора электронами	10^8	до 10^4	10^{-4}—10^{-6}	$2 \cdot 10^5$	—	10,11
Лампы накаливания при кратковременном включении	$5 \cdot 10^7$	до 10^4	10^{-1}	10^{-1}	$4 \cdot 10^3$	12
Дуговые газоразрядные лампы при кратковременном включении	10^9	до $5 \cdot 10^4$	10^{-2}	10^{-1}	$6 \cdot 10^3$	13

зажигания (рис. 2). У трубчатых ламп последний расположен на поверхности баллона, а у шаровых вводится в искровой промежуток. Благодаря малому сечению рассеяния медленных электронов атомами инертных газов (*Рамзауера эффект*) импульс напряжения (5—20 *кв*) может создать тонкий ионизованный канал между катодом и анодом при расстоянии между последними до неск. *дм*. Если напряжение на C превышает напряжение зажигания $U_з$ (минимальное напряжение на основных электродах, вызывающее вспышку), то ток, текущий в цепи C—$Л$, обеспечивает рассеяние в канале мощности, превышающей мощность потерь в окружающее пространство. При этом темп-ра газа в канале и степень его ионизации быстро возрастают и происходит взрывообразное расширение канала, продолжающееся либо до заполнения разрядом всего баллона лампы, либо до исчерпания запасенной в C энергии.

Степень ионизации газа x в канале после зажигания разряда настолько велика, что рассеяние электронов происходит гл. обр. на ионах. При этом свободный пробег электронов λ_e оказывается приблизительно обратно пропорциональным x. Плотность тока почти не зависит при этом от x и пропорциональна электрическому полю E. Вследствие этого трубчатые лампы, работающие при E в неск. десятков *в/см*, имеют после расширения канала до стенок трубки практически постоянное сопротивление R, вычисляемое из геометрии трубки и удельного сопротивления плазмы $\approx 0{,}02$ *ом·см*. Шаровые лампы, в к-рых разряд не успевает заполнить баллон до исчерпания энергии конденсатора, имеют уменьшающееся сопротивление, минимум к-рого (перед погасанием разряда) составляет $\approx 0{,}1$ *ом*. Несмотря на малое R, падение напряжения на разрядном промежутке составляет в основной стадии разряда неск. *кв*. В соответствии с величинами R и C разряд в трубчатых лампах обычно имеет апериодич. характер, а в шаровых — характер затухающих колебаний.

Одни и те же лампы могут применяться в широком диапазоне величин C и рабочего напряжения U при условии, что: 1) $U_з < U < U_с$, где $U_с$ — напряжение самопроизвольного пробоя газового промежутка лампы (без подачи зажигающего импульса), $U_з$ — напряжение зажигания и 2) энергия отдельной вспышки и средняя мощность, рассеиваемая в лампе, не превышают определенных пределов. Эксперимент показал [5], что для трубчатых ламп предельные параметры отдельной вспышки задаются соотношением $CU^4 \leqslant H$, где H — свойственный лампе фактор нагрузки. Предельная средняя мощность трубчатых ламп при длит. серии вспышек составляет 2—10 *вт* на *см* длины. Запаянные шаровые лампы допускают одиночные вспышки с энергией до неск. сотен *дж* и среднюю мощность — до неск. сотен *вт*. Более высокие мощности могут быть достигнуты в разборных лампах с металлич. баллоном [3].

Длительность светового импульса τ измеряется на уровне 35% амплитудной силы света (при питании лампы от конденсатора световой импульс имеет почти треугольную форму с крутым фронтом и пологим спадом). Для трубчатых ламп, при больших RC имеем: $\tau \approx {}^1/_2 RC$, а при малых RC, когда разряд не заполняет баллона, τ пропорциональна $\sqrt{C}$ (рис. 3). Тот же характер имеет зависимость τ от C в шаровых лампах. Колебательный характер разряда затягивает вспышку, к-рая может быть сокращена в неск. раз включением последовательно с лампой активного сопротивления ≈ 1 *ом*, слабо снижающего амплитудную силу света. Применение примесей молекулярных газов снижает τ еще на 20—50% за счет сокращения *послесвечения* канала.

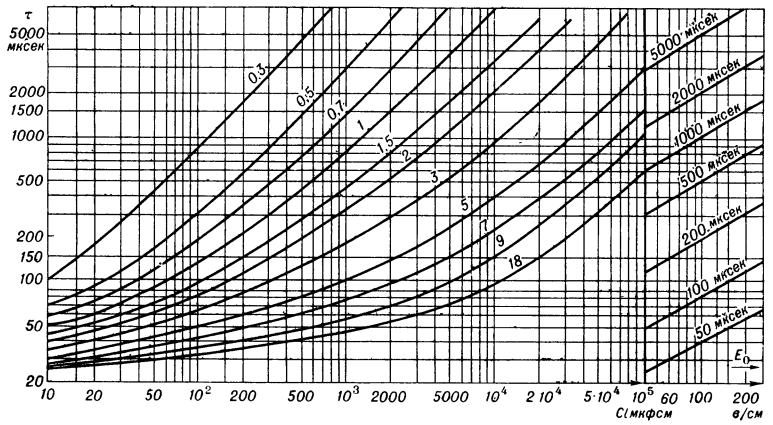


Рис. 3. Слева — зависимость τ от $C \cdot l$ (l — расстояние между электродами) для трубчатых ламп, внутренний диаметр к-рых (в *мм*) обозначен над каждой кривой, при начальном электрич. поле 100 *в/см*; справа — смещение вертикального масштаба при изменении начального поля [6].

Световая отдача η трубчатых ламп (при заполнении баллона разрядом) составляет 30—50 *лм · сек/дж* при электрич. полях порядка 50 *в/см* для ламп с диаметром трубки в неск. *мм* и полях порядка 300 *в/см* для капиллярных ламп ($d \leqslant 1$ *мм*). Эксперимент показывает, что η возрастает с давлением p ксенона до $p \approx 100$ *тор* и при дальнейшем росте p больше не увеличивается. Если разряд не заполняет баллона, η может составлять значительно меньшую величину. Для шаровых ксеноновых ламп η составляет 5—15 *лм · сек/дж* и слабо зависит от параметров питания.

Амплитудная *сила света* $I_а$ может быть рассчитана по ф-ле: $I_а \approx \eta CU^2/2\tau$ и имеет малый разброс от вспышки к вспышке в случае заполнения разрядом баллона. В случае незаполнения разброс $I_а$ может достигать 20—30%.

Амплитудная *яркость* [5] быстро растет с концентрацией мощности в канале (ростом электрич. поля до нескольких *кв/см*, снижением распределенной индуктивности разрядного контура L до 0,1 *мкгн*), достигая предельного значения, характерного для данного газа. Для ксеноновых ламп это значение равно 10^{11} *нит*. При уменьшении атомного номера газа предел яркости достигается при большей концентрации мощности и имеет бо́льшую величину (для азота $3 \cdot 10^{11}$ *нит*). В длинноволновой части спектра увеличение яркости прекращается при меньшей темп-ре газа и концентрации энергии, чем в коротковолновой.

Спектр излучения ксеноновых ламп в ультрафиолетовой и видимой областях в основном сплошной. Цветовая темп-ра для трубчатых ламп слабо зависит от C, U и L и близка к 6000° К, а для шаровых ламп при высоких U и малых L доходит до неск. десятков тысяч °К. В ближней инфракрасной области (0,7—1,1 μ) трубчатые лампы излучают интенсивный линейчатый спектр с общей энергией, $\approx$ в 1,5 раза превышающей энергию в видимой области.

Предельная частота вспышек лампы зависит от рабочего напряжения, скорости его нарастания после очередной вспышки и средней мощности, рассеиваемой в лампе. Уменьшение скорости нарастания на-

пряжения за счет применения нелинейного зарядного элемента (рис. 2) позволяет довести частоту вспышек до неск. *кгц*.

Запаздывание вспышек относительно зажигающего импульса уменьшается с ростом его амплитуды, а также с увеличением U и снижением давления газа. Для шаровых ламп оно составляет доли *мксек*, а для трубчатых — неск. *мксек* (при малых U запаздывание может достигать $\approx 10^{-4}$ *сек*).

Долговечность ламп, определяемая числом вспышек, обычно ограничивается потемнением стенок баллона из-за распыления электродов. Она убывает при постоянной средней мощности несколько быстрее, чем $^1/_2CU^2$. При постоянных энергии и частоте вспышек долговечность увеличивается с понижением U и повышением давления газа. Для уменьшения распыления электродов последние обычно изготовляются в виде закругленных с торца прутков из наиболее тугоплавкого металла — W. *Катодное распыление* снижают применением присадок, уменьшающих работу выхода W (Th, Ba, поверхностные пленки щелочных металлов).

По применению импульсные лампы подразделяются на фотоосветительные, в основном рассчитанные на вспышки с интервалами более 1 *сек*, и строботроны, работающие в номинальном режиме с частотой более 1 *гц* [4]. Импульсные лампы применяются для всевозможных видов фотографии (в том числе высокоскоростная фотография, теплеровская съемка, фотографирование следов элементарных частиц в камерах Вильсона, диффузионных и пузырьковых камерах, микро- и макросъемка и т. д.), для исследований воздействия излучения на различные материалы, фотоэффекта, люминесценции, фотохимич. реакций, рассеяния света и прозрачности различных сред и т. д., для стробоскопич. наблюдения за периодич. процессами, для скоростной киносъемки быстро протекающих явлений, в качестве датчиков света в импульсных оптич. дальномерах, в различных автоматич. устройствах с фотоэлектрич. каналами управления и информации, в светосигнальной аппаратуре и т. д.

Лит.: 1) Clarke R. G., Dawson R. M., Waddman H. A., «Photogr. Engng», 1954, № 5, p. 161; 2) Schrader H., Blitzlicht von heute, Halle, 1958; 3) Ванюков М. П., Мак А. А., «УФН», 1958, т. 66, вып. 2, стр. 301; 4) Светотехника, 1960, № 8, стр. 32, № 9, стр. 31; 5) Успехи научной фотографии, 1959, т. 6, стр. 16—68; 6) Васильев В. И., Левчук М. С., Маршак И. С., «Оптика и спектроскопия», 1961, т. 11, вып. 1, с. 118; 7) Маршак И. С., там же, 1961, т. 10, с. 801; 8) Exploiding wires ed. by W. G. Chace, H. K. Moore, N. Y. — L., 1959; 9) Комельков В. С., Скворцов Ю. В., «ДАН», 1959, т. 129, № 6, с. 1273; 10) Dudley M. D., Whitney I., Feinberg R., «Nature», 1957, v. 179, № 4568, p. 1024; 11) Feinberg R., «J. Photogr. Sci.», 1960, v. 8, № 5, p. 183; 12) Fritzsch H., «Fotografie», 1956, № 2, S. 48; 13) Beeson E. J. G., «J. Soc. Motion Picture and Telev. Engrs», 1961, v. 70, № 2, p. 101. *И. С. Маршак.*

ИМПУЛЬСНЫЙ ВОЛЬТМЕТР — см. *Амплитудный вольтметр.*

ИМПУЛЬСНЫЙ ГЕНЕРАТОР — устройство для получения (генерации) кратковременных импульсов напряжения (тока). Длительность генерируемых импульсов весьма разнообразна — от 0,1 *сек* до 5—20 *нсек*. В ряде случаев, напр. при испытании прочности изоляции, при изучении электрич. разряда (разряда молнии) и ядерных процессов, в автоматике ставится задача генерации одиночных импульсов или же одной серии (иногда кодированной) из неск. импульсов. Чаще (в радиосвязи, телевидении, радиолокации, вычислит. технике и др.) оказывается нужным осуществить генерацию закономерно чередующихся последовательностей импульсов (или серий из неск. импульсов) длительностью $t_и$ (иногда переменной), повторяющихся через интервалы времени (часто одинаковые) $T_п$. Частоту повторения импульсов $F_п = 1/T_п$ и скважность генерации импульсов $Q = T_п/t_и$ устанавливают в очень широких пределах ($F_п$ от 10 до 10^6 *имп/сек*, Q от 2 до 10^4).

Обычно И. г. наз. устройства, вырабатывающие импульсы, форма к-рых близка к прямоугольной. Из-за влияния паразитных параметров И. г. (и нагрузки) трудно получить импульсы с длительностью фронта $t_ф < 0{,}05\ t_и$.

Следует отличать И. г. *видеоимпульсов* от И. г. высокой частоты (ВЧ или СВЧ), применяемых для генерации *радиоимпульсов* (иногда с изменяющейся частотой заполнения). Генерация радиоимпульсов производится генератором электрич. колебаний синусоидальной формы (*ламповый генератор*, *магнетрон*, *клистрон*, *платинотрон* и др.), работающим в импульсном режиме. Управление работой (*импульсная модуляция*) таких генераторов чаще всего осуществляется питанием их от импульсных модуляторов. Последний представляет собой И. г. модулирующих видеоимпульсов определенной формы, амплитуды и длительности (см. ниже). Генератор ВЧ возбуждается лишь в течение короткого времени действия на него модулирующего импульса напряжения (см., напр., *Генератор высокочастотный с ударным возбуждением*). Иногда импульсное возбуждение генератора ВЧ осуществляется воздействием модулирующего импульса на управляющий электрод генератора ВЧ. Сравнительно реже (в маломощных установках) применяется импульсное возбуждение лампового генератора (работающего в режиме прерывистой генерации), основанное на самозапирании генератора под действием сеточного тока лампы. Импульсный режим работы генераторов ВЧ или СВЧ характеризуется рядом особенностей. В импульсном режиме возможно питание генератора импульсами напряжения значительно более высокой амплитуды (до 50—100 *кв*), чем в непрерывном режиме работы, что позволяет извлекать из мощных высокоэмиссионных катодов генераторных приборов огромные токи без опасности чрезмерного перегрева генератора. Благодаря этому импульсная мощность генерируемых колебаний может в сотни раз превышать мощность, допустимую в режиме непрерывной генерации. Мощность И. г. ВЧ или СВЧ (включая миллиметровый диапазон) достигает десятков, сотен и даже тысяч *квт*, что определяет нек-рые особенности их конструкции. При конструировании таких И. г. и при подведении к ним источников питания добиваются уменьшения паразитных емкостей и индуктивностей, препятствующих генерации радиоимпульсов с короткими фронтами. Одной из особенностей И. г. СВЧ является значительно меньший коэфф. электронного смещения частоты (по сравнению с работой в непрерывном режиме), определяющий относит. изменение частоты генерируемых колебаний с изменением рабочего тока генератора.

Генерация видеоимпульсов формы, близкой к прямоугольной, осуществляется разнообразными устройствами, к-рые можно подразделить на 3 основные группы: 1) нелинейные преобразователи синусоидально изменяющегося напряжения в импульсы, повторяющиеся с частотой синусоидального напряжения. Основным элементом таких преобразователей является нелинейный элемент в виде электронной лампы или полупроводникового прибора (работающих в режиме ограничения), газоразрядного прибора или железного сердечника, работающего в насыщающемся режиме (см. *Пик-трансформатор*). Типичная блок-схема изображена на рис. 1. В результате двухстороннего ограничения получаются колебания трапецеидальной формы U_1, к-рые после дифференцирования (см. *Дифференцирующие цепи*) преобразуются в двуполярные импульсы U_2. Для получения одно-

полярных импульсов применяется еще одна ступень ограничения. Амплитуда выходного импульса при применении ограничит. ступени на полупроводниковых диодах (без усиления) $U_{вых} \approx 2{,}8qU_m/Q$, где U_m — амплитуда синусоидального напряжения, $q = t_{фа}/t_{иа} = 0{,}1 - 0{,}5$ (обозначения см. в ст. *Видеоимпульс*). Эффективность использования $(U_{вых}/U_m)$

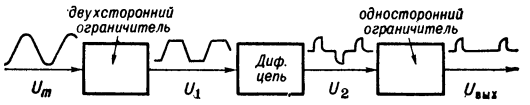


Рис. 1.

обратно пропорциональна скважности Q. Существенно бо́льшая величина $U_{вых}/U_m$ получается при применении в качестве ограничит. ступени пик-трансформатора. Иногда нелинейным преобразующим устройством служит *триггер*.

2) Ко 2-й группе относятся *генераторы релаксационных колебаний* (*мультивибратор*, *блокинг-генератор*, транзитронный генератор импульсов, генератор на лампе с вторичной эмиссией, *фантастрон* и др.). Вследствие неустойчивости частоты повторения импульсов в таких генераторах ($\Delta F_и/F_и \approx 10^{-2}$) их обычно заставляют работать либо в режиме *захватывания* генератором незатухающих колебаний стабильной частоты (иногда посредством спец. делителей частоты, понижающих частоту захватывания), либо в ждущем режиме (режиме триггера). И. г. рассматриваемого типа применяются для получения импульсов невысокой амплитуды (обычно менее 1000 *в*). Наилучшая форма вершины импульса (ее постоянство) получается при применении мультивибраторов. Для генерации импульсов, повторяющихся с высокой скважностью, предпочтительнее применять блокинг-генераторы, а при необходимости электрич. регулировки длительности импульсов — фантастроны или мультивибраторы. Для генерации импульсов с минимальной величиной интервала между ними целесообразно пользоваться мультивибраторами с катодной связью в ждущем режиме работы; для стабилизации амплитуды и длительности генерируемых импульсов применяют спец. схемы мультивибраторов с отрицат. обратной связью [7]. При длительности импульсов более 1 *мксек* релаксационные генераторы собираются на полупроводниковых приборах. При расчете параметров И. г. задаются: длительность $t_{иа}$ и амплитуда U, часто — $t_{фа}$, $t_{са}$ и, кроме того, либо частота повторения импульсов $F_и$, либо длительность стадии восстановления И. г. $T_в$, определяющая его быстродействие. $t_{иа}$ и $T_п = 1/F_и$ (или $T_в$) определяются постоянными времени схемы И. г., зависящими от величины рабочей емкости C И. г., а $t_{фа}$ и $t_{са}$ определяются постоянными времени, зависящими от паразитной емкости И. г. Амплитуда U определяется мощностью применяемых ламп и величиной питающего напряжения. Минимальная длительность генерируемых импульсов заданной амплитуды определяется динамической паразитной емкостью системы $C_{дп} = C_п + k\,(C_{ас} + C_{ск})$, где $C_п$ — паразитная емкость монтажа, $C_{ас}$ и $C_{ск}$ — междуэлектродные емкости лампы и k — коэфф. усиления усилит. ступени, входящей в состав И. г. ($C/C_{дп} \geqslant 3$). Для получения импульсов минимальной длительности следует применять лампы с наименьшей величиной постоянной $\theta_л = (C_{ас} + C_{ск})/S$, где S — крутизна характеристики лампы (напр., для 6Ж9П $\theta_д = 0{,}7$ *нсек*). При генерации импульсов наносекундного диапазона длительности применяются *электронные лампы* со вторичной эмиссией или схемы с запаздывающей *обратной связью* [2, 8].

3) Третью группу образуют И. г. мощных импульсов, работа к-рых основана на принципе трансформации мощности: в течение длительного интервала времени между импульсами производится медленное накапливание энергии, поступающей от маломощного источника питания, а в течение короткого промежутка времени генерации импульса энергия выделяется в нагрузочном элементе (часто И. г. СВЧ). Благодаря такому режиму работы удается получать импульсные мощности, в сотни раз превосходящие мощность питающего источника. Энергия накапливается либо в электрич. поле конденсатора (рис. 2, *а*) при его медленном заряде через ограничивающее сопротивление R ($RC \gg t_и$) от маломощного источника напряжения $E = \text{const}$, либо в магнитном поле индуктивности L (рис. 2, *б*), через к-рую протекает медленно нарастающий ток $I = \frac{E}{R}(1 - e^{-Rt/L}) \approx EL/t$, где R — активное сопротивление цепи питания (сопротивление катушки индуктивности и источника) и $L/R \gg t_и$; $C_б$ — блокировочный конденсатор большой емкости. Переключение устройства из режима накопления в режим генерации осуществляется коммутирующими приборами: спец. электромеханич. реле [2], вращающимся разрядником (см. *Искровой разрядник*), *газовым разрядником*, электронной лампой или полупроводниковым прибором (спец. четырехслойные кремниевые полупроводники). В схеме рис. 2,*а* генерация импульса осуществляется при замыкании контакта K (после чего конденсатор C быстро разряжается на нагрузочное сопротивление $R_н$), а в схеме рис. 2, *б* — при размыкании контакта K (возникает быстрое изменение силы тока в катушке индуктивности, за счет чего в ней наводится импульсное напряжение, существенно превышающее напряжение питания E). Работа по схеме рис. 2,*а* более экономична и применяется чаще. Работа по схеме рис. 2,*б* позволяет получить амплитуду импульсного напряжения, превышающего E примерно в $R_н/R$ раз. Для получения импульса приблизительно прямоугольной формы вместо конденсатора C или индуктивности L (рис. 2) применяют формирующие *искусственные линии*, к-рые можно рассматривать как эквиваленты разомкнутой (рис. 3, *а* применительно к схеме рис. 2, *а*) или короткозамкнутой (рис. 3, *б* применительно к схеме рис. 2, *б*) однородной линии с распределенными параметрами. Длительность импульсов $t_и = 2\sqrt{LC}$, где L — полная индуктивность, а C — полная емкость линии; должно удовлетворяться условие $\sqrt{L/C} = R_н$. Число n звеньев линии определяется соотношением $n \approx 0{,}3\, t_{иа}/t_{фа}$. Известны также другие схемы формирующих линий [1, 2]. При генерации импульсов наносекундного диапазона длительности вместо искусственных линий применяют линии с распределенными параметрами длиной $l = 0{,}5\, vt_и$, где v — скорость распространения волн в линии. Часто генератор ВЧ подключается к И. г. через *импульсный трансформатор*. В этом

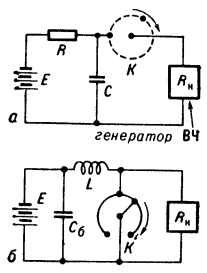


Рис. 2.

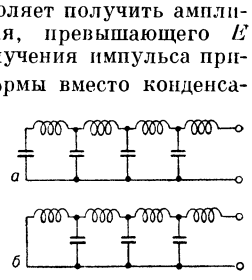


Рис. 3.

случае формирующим элементом служит неоднородная (гиперболическая) формирующая линия или ее эквивалент. Сюда же можно отнести устройства, в к-рых коммутирующим прибором служит система нелинейных индуктивностей, обладающих в насыщенном состоянии свойствами короткозамыкающих элементов [6]. Широко применяется И. г. емкостного типа (схема близка к схеме рис. 2, *а*), в к-рых коммутирующим прибором служит электронная лампа. В таких И. г. вспомогат. импульс напряжения, действуя на сетку лампы, периодически отпирает ее, в результате чего происходит частичный разряд конденсатора C через лампу и сопротивление нагрузки. На последнем образуется импульс напряжения, длительность к-рого равна длительности управляющего импульса, а амплитуда близка к величине зарядного напряжения конденсатора C. Подобные схемы позволяют получить наиболее совершенную форму вершины импульса. Применением спец. компенсирующих схем управления током коммутирующей лампы можно добиться постоянства вершины импульса с точностью до долей %, что важно для нек-рых применений в радиотехнике и экспериментальной физике. Основные данные нек-рых типов стандартных генераторов калиброванных импульсов приведены ниже.

Тип	Длительность импульса (*мксек*)	Частота повторения импульсов	Амплитуда напряжения на нагрузке (*в/см*)	Примечание
МГИ-2	0,1—10	40—10^4	0,1—0,06	Малогабаритный
ГКИ-1	0,01—0,5	100—10^4	0,04—50/75	Одноканальный
ГИ-3М	0,1—9,9	10—10^5	$5\cdot10^{-4}$—50/75	То же
ГИ-10	0,01—0,5	2000—$5\cdot10^6$	50/75	Многоканальный
ГНИ-1	0,003—0,1	40—$1{,}5\cdot10^5$	0,05—70/75	Наносекундный

Помимо указанных И. г., применяемых в основном в радиотехнике, радиолокации и автоматике, широкое распространение в технике высоких напряжений находят высоковольтные И. г. тока и напряжения. И. г. тока, создающие мощные импульсные токи (обычно в виде затухающих колебаний синусоидальной формы) амплитудой до неск. сотен тысяч *а*, представляют собой мощную батарею конденсаторов большой суммарной емкости C_0, к-рые после медленной их зарядки быстро разряжаются на испытуемый объект посредством мощного коммутирующего искрового разрядника. Амплитуда импульса тока $I_m \approx E/\sqrt{L/C_0}$, где E — зарядное напряжение конденсаторов, а L — индуктивность разрядного контура; период колебаний $T \approx 2\pi\sqrt{LC_0}$.

Высоковольтные И. г. напряжения, создающие импульсы напряжения амплитудой до 10 млн. *в*,

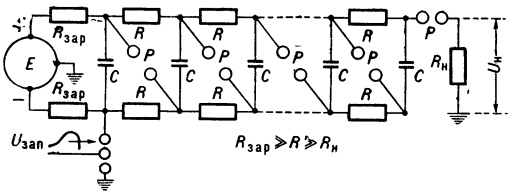


Рис. 4.

работают по т. н. схеме Маркса (рис. 4). Группа конденсаторов емкостью C, разделенных большими сопротивлениями R, достаточно длительно заряжается (при «параллельном» соединении конденсаторов) от источника постоянного напряжения E порядка 100 — 200 *кв* (через зарядные сопротивления $R_{зар}$), а затем разряжается при последоват. соединении конденсаторов, в результате чего амплитуда образуемого импульса напряжения $U_и$ порядка $(0{,}7 — 0{,}9)\,nE$, где n — число конденсаторов. Указанная коммутация осуществляется с помощью системы искровых разрядников P после «поджига» искрового промежутка в одном из разрядников системы. Длительность генерируемого импульса $t_{иа} \approx 0{,}7\,R_и C/n$. Для имитации грозового разряда в высоковольтной технике применяются также спец. И. г., представляющие собой комбинацию из генератора тока и генератора напряжения, воздействующих (параллельно) на один и тот же пробиваемый искровой промежуток. Вначале под воздействием только И. г. напряжения (амплитудой в неск. млн. *в*) пробивается испытуемый промежуток, а затем в образованный разрядный канал вливается мощный импульс тока от генератора тока (искусственная молния).

Лит.: 1) Ицхоки Я. С., Импульсные устройства, М., 1959; 2) Глебович Г. В., Моругин Л. А., Формирование импульсов наносекундной длительности, М., 1958; 3) Иванов А. Б., Сосновкин Л. Н., Импульсные передатчики СВЧ, М., 1956; 4) Меерович Л. А. и Зеличенко Л. Г., Импульсная техника, М., 1953; 5) Техника высоких напряжений, под ред. проф. Л. И. Сиротинского, вып. 2, М., 1939, стр. 30—50; 6) Ицхоки Я. С., Импульсная техника, М., 1949; 7) Luther A., Stabilization of pulse duration in monostable multivibrators, «RCA Rev.», 1955, v. 16, № 3, p. 403—22; 8) Моругин Л. А., Импульсные устройства с запаздывающей обратной связью, М., 1961. *Я. С. Ицхоки.*

ИМПУЛЬСНЫЙ ОСЦИЛЛОГРАФ — осциллограф, применяемый для наблюдения и регистрации кратковременных импульсных процессов (чаще всего импульсов электрич. напряжения и тока). При импульсах длительностью $t_и < 1$ *мсек* и вплоть до предельно коротких импульсов ($t_и \approx 1$ *нсек*) применяется гл. обр. *осциллограф электронно-лучевой* с временно́й разверткой луча электрич. полем. При регистрации более длит. процессов ($t_и > 1$ *мсек*) применяются осциллографы (многошлейфовые и многолучевые) с механич. временно́й разверткой луча (светового или электронного). В электронно-лучевых И. о. обычно устанавливаются запаянные электронно-лучевые трубки с подогревным катодом, работающие в форсированном режиме. Очень редко пользуются (при изучении высоковольтных пробоев изоляции, искрового разряда, разряда молнии) трубками с *холодным катодом* (см. *Осциллографическая трубка*). В дальнейшем имеются в виду осциллографы с запаянной трубкой.

Особенности конструкции и применения И. о. обусловливаются кратковременностью регистрируемого процесса, требующей высокой скорости записи, достаточной яркости следа, оставляемого лучом на экране, и точной синхронизации (по времени) трех процессов: возбуждения электронного луча, действия временно́й развертки луча и появления импульса, характеризующего исследуемый процесс. Наибольшая скорость записи в совр. И. о. достигает величины около 100—200 тыс. *км/сек* (напр., при регистрации фронтово́й части импульса длительностью $t_ф = 0{,}1$ *нсек* с пробегом луча за это время, равным 2 *см*, скорость записи $v = 2\cdot10^{10}$ *см/сек*).

Регистрация однократного, неповторяющегося (в интересующих нас деталях) импульсного процесса (напр., импульса тока искрового разряда, ионизационного импульса и т. п.), в отличие от периодически повторяющихся процессов (напр., импульсов напряжения, создаваемых импульсным генератором на неизменной нагрузке), требует существенно большей яркости пятна на люминесцирующем экране трубки. Для получения большой яркости следа применяют: 1) экраны

с длительным послесвечением (при фотографической же регистрации предпочтительнее применение трубок со сравнительно коротким синим свечением); 2) более совершенную фокусировку луча; 3) достаточно высокое ускоряющее напряжение (яркость пропорциональна квадрату ускоряющего напряжения); 4) форсированное импульсное возбуждение модулирующего электрода яркости M (рис. 1, модулирующий импульс $U_м$ действует только в течение рабочего хода луча). Тем самым осуществляется гашение луча в течение

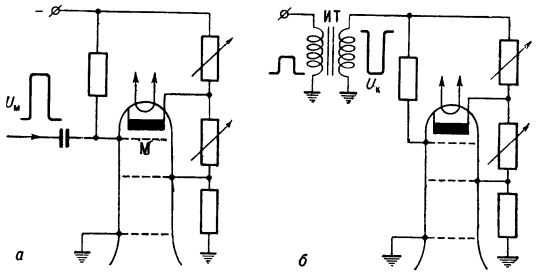


Рис. 1.

нерабочей части временно́й развертки луча. Работа по схеме рис. 1,*а* применяется при скоростях записи примерно до 10^4 *км/сек*. При бо́льших скоростях для получения предельно высоких ускоряющих напряжений и повышенной импульсной эмиссии катода (недопустимых при длительном их воздействии) применяется (рис. 1, *б*) импульсная подача питающего напряжения $U_к$ на катод и модулирующий электрод (метод импульсного перенапряжения [1]). Коммутация высоковольтных цепей в И. о. осуществляется с помощью управляемых *искровых разрядников* [искросветного реле [1], *тригатрона* [8] и т. п.]; иногда, применяя *импульсные трансформаторы ИТ* (рис. 1,*б*), производят коммутацию питающего напряжения в цепи низкого напряжения [2].

Синхронизация работы И. о. осуществляется с помощью устройства *ждущей развертки*. На рис. 2,*а*

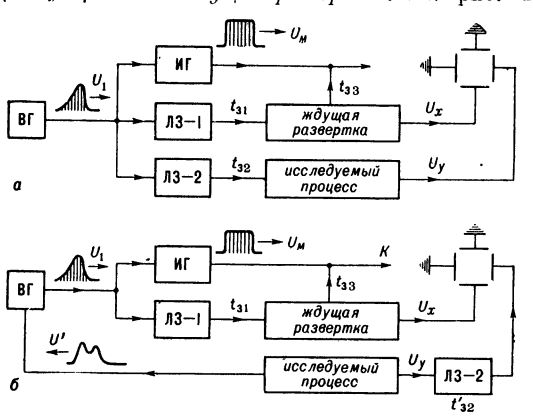


Рис. 2.

изображена схема управления работой И. о. при регистрации импульсного процесса, вызываемого экспериментатором в произвольно задаваемые моменты времени. Здесь *ВГ* — вспомогательный *импульсный генератор*, работающий либо в автоколебат. режиме с частотой, равной требуемой частоте повторения регистрируемых импульсов, либо же срабатывающий эпизодически (после замыкания непоказанного на схеме ключа «запуск»). Импульс напряжения U_1, появляющийся на выходе *ВГ*, воздействует непосредственно на импульсный генератор *ИГ*, вырабатывающий импульс напряжения $U_м$, подаваемый на модулирующий электрод электронно-лучевой трубки. Импульс воздействует также через линии задержки *ЛЗ-1* и *ЛЗ-2* (обычно $t_{32} > t_{31}$) на устройство ждущей развертки и устройство, управляющее исследуемым процессом. Напряжения временно́й развертки (U_x) и исследуемого процесса (U_y) подаются на отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки. В конце рабочей части временно́й развертки луча устройство ждущей развертки вырабатывает (с задержкой $t_{3д}$) импульс напряжения, подаваемый на модулирующий электрод яркости для запирания (гашения) электронного луча. Иногда для этой цели применяется вспомогат. линия задержки.

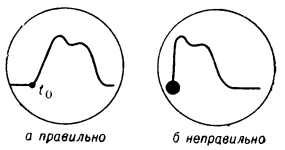


Рис. 3.

Временны́е задержки t_{31} и t_{32} устанавливаются т. о., чтобы регистрируемый процесс фиксировался на видимой части экрана трубки (рис. 3, *а*). При неправильной синхронизации работы электронно-лучевой трубки фронтовая часть процесса фиксируется в искаженном виде (рис. 3, *б* — типичная ошибка неправильно поставленного измерения). Существенно, чтобы, во-первых, пятно, создаваемое заранее возбужденным лучом, находилось вне видимой части экрана; во-вторых, чтобы исследуемый процесс оказался поданным к ординатным пластинам трубки в нек-рый момент времени t_0 (рис. 3, *а*) после окончания начального переходного процесса в устройстве ждущей развертки, но не слишком поздно (иначе хвостовая часть регистрируемого импульса выйдет за пределы экрана).

Если вызвать появление исследуемого процесса в заранее заданный момент времени невозможно либо из-за непроизвольности его появления (напр., при исследовании грозового разряда), либо из-за нестабильности момента появления исследуемого процесса, то синхронизация работы И. о. осуществляется самим исследуемым процессом (рис. 2, *б*). Здесь обычно небольшая часть исследуемого импульсного напряжения $U_y(U')$ запускает вспомогат. генератор *ВГ* (для ослабления искажения исследуемого процесса входное сопротивление *ВГ* должно быть достаточно высоким), к-рый создает на выходе импульс напряжения U_1, синхронизирующий работу всех остальных элементов И. о. Исследуемый процесс через широкополосную линию задержки *ЛЗ-2* подается с задержкой t'_{32} ($t'_{32} > t_{32}$) на ординатные пластины трубки. Чтобы не происходило искажения регистрируемого процесса, линия *ЛЗ-2* должна быть достаточно широкополосной, а создаваемое ею затухание должно быть достаточно малым; если $t_ф$ — длительность той части регистрируемого процесса, к-рая характеризуется макс. крутизной, то требуемая полоса $\Delta f > 2/t_ф$. Предпочтительно применение таких устройств *ВГ*, *ИГ* и устройства ждущей развертки, к-рые характеризуются малым временем запаздывания при срабатывании; тогда необходимая длительность задержки t'_{32} невелика, что вносит меньшие искажения регистрируемого сигнала.

Для неискаженной регистрации весьма слабых (относительно чувствительности электронно-лучевой трубки) импульсов напряжения существенно высокое качество (широкополосность и линейность фазовой характеристики) ординатного (вертикального) усилителя И. о. При регистрации же импульсов высокого напряжения важно избежать искажений, вызываемых *делителями напряжения* [6]. Наименьшее искажение вносит чисто емкостный делитель напряжения, элементом к-рого является емкость ординатных пластин трубки.

Особые трудности возникают при регистрации импульсных токов, характеризуемых большой скоростью изменения di/dt. В этих случаях следует применять безындукционные шунты, обладающие чисто активным сопротивлением $R_ш$. При протекании исследуемого импульса тока через $R_ш$ на нем возникает напряжение $U_ш = iR_ш$, к-рое фиксируется на экране трубки, что позволяет затем определить ток: $i = U_ш/R_ш$. Практически, однако, любой шунт обладает паразитной индуктивностью $L_ш$, и в ряде случаев величина $L_ш \frac{di}{dt}$ сравнима с iR. Независимо от этого ординатные пластины электронно-лучевой трубки, обладающие определенной емкостью $C_п$, также искажают регистрируемый процесс. Для полного устранения искажений следует применять шунты с известной индуктивностью $L_ш$ (величина ее не играет роли), а перед ординатными пластинами включить сопротивление $R_п$ (рис. 4), удовлетворяющее равенству $R_п C_п = L_ш R_ш$ [7]. В этом случае паразитные падения напряжений компенсируют друг друга, и напряжение на ординатных пластинах $U_c = iR_э$, где $R_э = R \cdot R_ш/(R + R_ш)$, причем R должно быть равно *волновому сопротивлению* W подводящего кабеля и, кроме того, $R \ll R_п$, что обычно всегда выполняется. Следует обращать особое внимание на тщательную экранировку измерит. цепи.

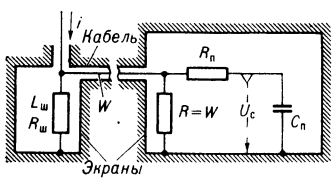


Рис. 4.

Основные данные нек-рых типов импульсных осциллографов.

Тип*	Чувствительность вертикального отклонения (*мм/в*)	Ширина полосы вертикального усилителя (*Мгц*)	Длительность регистрируемых импульсов (*мксек*)	Длительность импульса генератора ждущей развертки (*мксек*)	Калибрационные метки
ЭО-58	0,25 и 0,6	25 и 5	0,1—10^5	1—10^5	0,05—10^5 *мксек*
ДЭСО-1	0,06	60	0,04—300	0,3—10^3	0,01—25 *мксек*
ОК-17М	0,28 и 1	4 и 10	0,1—2000	3—2000	нет
ОК-19М	0,04	—	0,003—3	0.075—3	9—110 *Мгц*

* ЭО-58 — однолучевой комбинированный для регистрации повторяющихся процессов. ДЭСО-1 — двухлучевой скоростной комбинированный для регистрации повторяющихся процессов. ОК-17М — импульсный двухлучевой с фотоприставкой для регистрации однократных процессов. ОК-19М—высоковольтный импульсный с двумя трубками для регистрации однократных процессов с синусоидальным калибровочным напряжением.

Лит.: 1) Стекольников И. С., Импульсная осциллография и ее применение, М.—Л., 1949; 2) Современный катодный осциллограф. Сб. статей под ред. И. С. Абрамсона, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1951; 3) Благовещенский В. И., Сидоренко В. В., Измерения в импульсной радиоаппаратуре, Л., 1957; 4) Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 3 изд., М., 1955, гл. 5; 5) Ицхоки Я. С., Стальнов П. В., Анализ причин искажения импульсных волн напряжения при катодно-осциллографических исследованиях, «Электричество», 1940, № 7; 6) Залесский А. М., Неискажающий делитель импульсных напряжений, «Тр. Ленингр. политехн. ин-та», 1946, № 1, с. 166; 7) Ицхоки Я. С., Неискажающая регистрация импульсных токов с помощью катодного осциллографа, «Электричество», 1938, № 12, с. 47; 8) его же, Импульсная техника, М., 1949, разд. 6.

Я. С. Ицхоки.

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР — ядерный реактор, сконструированный для работы в импульсном режиме. Импульсы («вспышки») мощности создаются в результате резкого увеличения реактивности, осуществляемого путем введения в систему дополнительного количества делящихся веществ или удаления находящихся там поглощающих материалов. Во время импульса реактор находится в сильно надкритич. состоянии. Как правило, величина положительной реактивности при этом превышает эффективную долю запаздывающих нейтронов (см. *Временной режим реактора*) и, следовательно, развитие цепной реакции деления происходит на мгновенных нейтронах. Мощность в импульсе нарастает с весьма большой скоростью. Время удвоения мощности, напр., может составлять 10^{-4} — 10^{-5} *сек*. В промежутках между импульсами И. р. находится в глубоко подкритич. состоянии.

Различают 2 типа И. р., работающих в режиме отдельных, не связанных между собой, одиночных импульсов и в периодич. режиме. Время между одиночными импульсами большое — обычно порядка неск. часов или дней. В таких И. р. нейтроны, необходимые для возникновения цепной реакции, вводятся от постороннего источника (Ra — Be и т. п. препаратов).

Обрыв цепной реакции обычно наступает в результате нагревания системы и происходящего вследствие этого уменьшения реактивности. Особый интерес как с теоретической, так и практич. точек зрения представляют И. р., работающие в периодич. режиме. В таких системах как увеличение, так и уменьшение реактивности осуществляются периодически механич. путем. Импульсы следуют друг за другом с постоянной частотой (обычно порядка нескольких *гц*). Время между импульсами существенно меньше периода спадания интенсивности запаздывающих нейтронов. Поэтому цепная реакция в импульсе начинается на запаздывающих нейтронах. Количество последних и, следовательно, интенсивность импульса определяются интегралом мощности системы в течение предыдущих импульсов. Основные уравнения кинетики (для средней мощности) подобных систем по форме аналогичны соответствующим соотношениям для обычных неимпульсных реакторов. В стационарном периодич. режиме количество запаздывающих нейтронов, возникающих в одном импульсе, компенсирует спад их интенсивности в промежутке между импульсами. При этом средняя мощность реактора, форма и интенсивность импульсов сохраняются во времени. Продолжительность импульсов в И. р. различна для разных систем и различных условий работы. Минимальная продолжительность — для И. р. на быстрых нейтронах (порядка неск. десятков *мксек*). И. р. применяются в качестве импульсных источников нейтронов, предназначенных для физич. (с селекцией нейтронов по времени пролета) и технологич. (изучение поведения топливных элементов при больших, но кратковременных перегрузках) исследований. Кроме того, И. р. используются для исследований по кинетике реакторов в сильно нестационарных режимах.

Лит.: 1) Блохин Г. Е. [и др.], «Атомная энергия», 1961, т. 10, вып. 5.

О. Д. Казачковский.

ИМПУЛЬСНЫЙ ТРАНСФОРМАТОР — устройство для трансформации кратковременных импульсов электрич. тока. И. т. применяется для создания импульсов высокого напряжения, размножения импульсов путем применения неск. вторичных обмоток, изменения полярности сигналов, отделения переменного сигнала от постоянной составляющей, сложения сиг-

налов, согласования полных сопротивлений двух электрич. цепей и т. п. Применяются И. т. в *радиолокации*, телевидении, *импульсной радиосвязи*. В большинстве случаев И. т. должен обеспечить неискаженную передачу формы импульса. В совр. И. т. длительность импульса измеряется неск. *мксек* или даже долями *мксек*. Вследствие этого на работу И. т. оказывают вредное влияние не только индуктивные и активные сопротивления обмоток, но и паразитные емкости между обмотками и сердечником и между отдельными частями обмоток, к-рые могут вызвать искажение формы преобразуемого импульса. Для уменьшения искажений обмотки И. т. делят на части, размещая их так, чтобы магнитное рассеяние было небольшим; напр., в случае цилиндрич. обмоток располагают обмотку низшего напряжения между 2 частями обмотки высшего напряжения (секционирование обмоток). С целью уменьшения паразитных емкостей применяются спец. схемы соединения катушек И. т. Так, при заданной фазировке его обмоток, напр. при одноименной фазировке (полярность трансформируемого импульса не меняется), целесообразно «прямое» расположение катушек первичной и вторичной обмоток, при к-ром эдс в них совпадают по фазе, а при противоположной фазировке — «перевернутое» расположение катушек, эдс к-рых будут находиться в противофазе. Снижение величин паразитных емкостей и индуктивностей рассеяния достигается также путем уменьшения размеров сердечника и чисел витков обмоток. В отличие от трансформаторов, рассчитанных на промышленную частоту (50 *гц*), на процесс намагничивания И. т. большое влияние оказывают вихревые токи и явление гистерезиса, т. к. скорость изменения индукции в сердечнике достигает 10^{11} *гс/сек*. Вихревые токи могут вызвать резкое возрастание намагничивающего тока. Для уменьшения вихревых токов и нелинейных искажений сердечник И. т. выполняется обычно из специальной стальной ленты толщиной 0,1—0,05 *мм*, обладающей большой магнитной проницаемостью. Сердечник и обмотки И. т., выполненного на большую мощность и высокое напряжение, помещаются в бак с трансформаторным маслом или спец. кремнийорганич. жидкостью, допускающей нагрев до +150° С.

И. т. изготовляются на мощности от неск. *вт* до неск. тысяч *квт* в импульсе. При малой и средней мощности они часто применяются в *блокинг-генераторах*, имея в этом случае неск. обмоток для питания анодной, сеточной и других цепей блокинг-генератора.

Лит.: 1) Ицхоки Я. С., Импульсные трансформаторы (теория, расчет, конструкция и испытание), М., 1950; 2) Детали и элементы радиолокационных станций, пер. с англ., под ред. А. Я. Брейтбарта, ч. 2, М., 1952, с. 78—204; 3) Лейбман М. Е., Импульсная техника, М., 1960 г., с. 189—206.

Н. В. Астахов.

ИМПУЛЬСОМЕР — прибор для измерения импульсов динамич. нагрузок, в т. ч. взрывных (импульсов ударных волн). Для измерений с малой погрешностью необходимо, чтобы время действия нагрузки было существенно меньше периода собственных колебаний прибора, поэтому в И. чувствительный элемент имеет значит. массу и удерживается связью с малой жесткостью (в этом случае смещение чувствительного элемента за время действия нагрузки невелико). Количество движения (импульс), сообщенное чувствительному элементу прибора, определяют по скорости его движения (методом скоростной киносъемки или электродинамически, по величине эдс, наводимой в катушке чувствительным элементом — магнитом) или по количеству накопленной им энергии: по смещению массы, сжимающей пружину, или по величине деформации пластич. элемента (крешера). В одном из И. — *баллистическом маятнике* — величина импульса определяется по отклонению маятника. Для измерения импульсов ударных волн применяется И. (рис.), в к-ром чувствительным элементом служит поршень, а импульс определяется по величине деформации медного конич. крешера. В ударных волнах за фазой избыточного давления (фазой сжатия), импульс которой измеряется, следует фаза пониженного давления (фаза отсоса), воздействие которой необходимо исключить, поэтому поршень И. состоит из 2 частей. Во время фазы сжатия оба поршня движутся вместе. При воздействии отсоса верхний поршень тормозится и в дальнейшем доходит до упоров, не передавая своей энергии нижнему, к-рый продолжает двигаться и деформирует крешер.

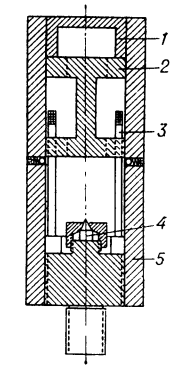


Схема двухпоршневого импульсомера: *1* и *2* — верхний и нижний поршни, *3* — упор-ограничитель, *4* — крешер, *5* — корпус прибора.

Лит.: Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И., Физика взрыва, М., 1959.

ИНВАР — см. *Инварные магнитные сплавы*.

ИНВАРИАНТНОСТЬ — свойство неизменности по отношению к нек-рой совокупности изменений физич. условий. В математич. смысле обозначает неизменность по отношению к группе преобразований. Напр., если отсчитывать скорость материальной точки относительно системы отсчета, повернутой по сравнению с первоначальной системой, то значения проекций скорости будут иными, но кинетич. энергия, определяемая суммой квадратов проекций, останется неизменной, т. е. инвариантной относительно пространственных вращений системы отсчета. Напряженности электрич. и магнитного полей, измеренные по отношению к двум системам отсчета, движущимся инерциально, E, H и E', H', не совпадают между собой, но $E^2-H^2 = E'^2-H'^2$ (см. *Лоренца преобразования*). Поэтому говорят, что величина E^2-H^2 инвариантна относительно преобразований Лоренца.

Свойством И. могут обладать разнообразные объекты: физич. и геометрич. величины, различные ур-ния в теоретич. физике, квантовомеханич. операторы и др. В последних двух случаях понятие И. нуждается в уточнениях. Ур-ние наз. инвариантным, если инвариантно каждое входящее в него слагаемое (а не только их сумма). В литературе часто используется другое более широкое определение, согласно которому для И. ур-ния достаточно И. его левой и правой частей. Согласно последнему определению, ур-ние непрерывности инвариантно, напр. относительно вращений, хотя, строго говоря, здесь имеет место лишь *ковариантность*. Квантовомеханич. оператор является инвариантным, если он коммутирует со всеми операторами конечных (или инфинитезимальных) преобразований исследуемой группы. Напр., оператор, коммутирующий с оператором момента количества движения, инвариантен относительно вращений.

Важнейшими группами, И. относительно которых используется в теоретич. физике, являются группа трехмерных вращений, группа Лоренца, группы смещений в пространстве и во времени и целый ряд других групп как дискретных (напр., кристаллографич. группы), так и непрерывных (напр., лоренцовой группы). В общей теории относительности рассматриваются величины, инвариантные относительно преобразований к произвольным криволинейным координатам.

Важность понятия И. обусловлена тем, что с его помощью можно выделять величины, не зависящие от выбора системы координат, т. е. характеризующие

внутр. свойства исследуемого объекта. И. является частным случаем *ковариантности*. *Ю. М. Широков.*

ИНВАРИАНТЫ — числа, алгебраич. выражения и т. д., связанные с к.-н. математич. объектом и остающиеся неизменными при определенных преобразованиях этого объекта. Наряду с И. определенного преобразования рассматриваются И. *группы* преобразований. См. *Инвариантность*.

ИНВАРИАНТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ — величины, характеризующие электромагнитное поле и инвариантные относительно перехода от одной *инерциальной системы отсчета* к другой. Существует 2 независимых И. э. п. Свойства электромагнитного поля в вакууме полностью характеризуются заданием антисимметричного тензора 2-го ранга F_{ik} (т. н. тензора электромагнитного поля):

$$F_{ik} \rightleftharpoons \begin{vmatrix} 0 & H_z - H_y - iE_x \\ -H_z & 0 & H_x - iE_y \\ H_y - H_x & 0 - iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{vmatrix},$$

где $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ — векторы напряженностей электрич. и магнитного полей соответственно. Антисимметричный тензор 2-го ранга обладает двумя независимыми инвариантами. Для тензора электромагнитного поля эти инварианты можно (соответственно в 4- и 3-мерной форме) представить в виде $F^2_{ik} = H^2 - E^2 = \text{inv}$; $e_{iklm}F_{ik}F_{lm} = \boldsymbol{EH} = \text{inv}$; e_{iklm} — совершенно антисимметричный единичный тензор 4-го ранга. Первый инвариант определяет *Лагранжа функцию* для электромагнитного поля. Выражение $\boldsymbol{EH}$, строго говоря, является псевдоинвариантом: оно меняет знак при преобразованиях отражения и инвариантно относительно преобразований вращения (т. е. является псевдоскаляром); истинным инвариантом является $(\boldsymbol{EH})^2$. Инвариантность приведенных выражений легко проверить непосредственно, используя преобразование Лоренца для $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$. Поля $\boldsymbol{E}, \boldsymbol{H}$ в неподвижной системе отсчета и поля $\boldsymbol{E}', \boldsymbol{H}'$ в системе отсчета, движущейся со скоростью v вдоль оси x (направления осей в обеих системах совпадают), связаны соотношениями

$$E_x = E'_x; \quad E_y = \frac{E'_x + H'_z v/c}{\sqrt{1-(v/c)^2}}; \quad E_z = \frac{E'_z - H'_y v/c}{\sqrt{1-(v/c)^2}};$$

$$H_x = H'_x; \quad H'_y = \frac{H'_y - E'_z v/c}{\sqrt{1-(v/c)^2}}; \quad H_z = \frac{H'_z - E'_y v/c}{\sqrt{1-(v/c)^2}}.$$

С их помощью легко прийти к ф-лам $\boldsymbol{EH} = \boldsymbol{E'H'}$ и $H^2 - E^2 = H'^2 - E'^2$, выражающим И. э. п. Указанная инвариантность позволяет вывести ряд следствий о свойствах электромагнитного поля.

1) Если $\boldsymbol{E}$ ортогонально $\boldsymbol{H}$ в к.-л. инерциальной системе отсчета, то ортогональность векторов сохраняется в любой другой инерциальной системе. 2) Если $\boldsymbol{E} > \boldsymbol{H}$ ($\boldsymbol{E} < \boldsymbol{H}$) в нек-рой инерциальной системе, то в любой другой системе сохраняется это соотношение между величинами полей. При $\boldsymbol{E} > \boldsymbol{H}$ ($\boldsymbol{E} < \boldsymbol{H}$) и ортогональности векторов в системе координат, движущейся со скоростью $\boldsymbol{v} = c[\boldsymbol{EH}]/E^2$ ($\boldsymbol{v} = c[\boldsymbol{EH}]/H^2$), поле имеет чисто электрич. характер (чисто магнитный). 3) Если в частной инерциальной системе $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{H}$, то поля равны по абсолютной величине и в любой другой системе. В частном случае плоской электромагнитной волны оба инварианта поля равны нулю.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 3 изд., М., 1960, гл. 3, § 24 (Теоретическая физика, т. 2); 2) Иваненко Д. и Соколов А., Классическая теория поля, М.—Л., 1949, § 23; 3) Зоммерфельд А., Электродинамика, пер. с нем., М., 1958, гл. 3, § 26; 4) Стрэттон Д. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М.—Л., 1948, гл. 1, § 19, 23. *Г. В. Воскресенский.*

ИНВАРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СПЛАВЫ — группа ферромагнитных сплавов с большой объемной магнитострикцией в области *парапроцесса* и в связи с этим аномально низким коэфф. теплового расширения. Типичные представители И. м. с.: инвар (36% Ni, 64% Fe), имеющий очень малый коэфф. теплового расширения $\alpha = 1{,}2 \cdot 10^{-6}$; супериивар (5% Co, 32% Ni, 63% Fe; $\alpha = 0{,}5 \cdot 10^{-6}$); ковар (29% Ni, 17% Co, 54% Fe; $\alpha = 4{,}5 \cdot 10^{-6}$). Малое тепловое расширение И. м. с. объясняется тем, что магнитострикционное уменьшение объема при нагреве «компенсирует», а в нек-рых И. м. с. (принадлежащих к системе Fe—Pt и Fe—Ni—Co) полностью перекрывает нормальное тепловое расширение, в результате чего в этих сплавах коэфф. теплового расширения имеет отрицательный знак.

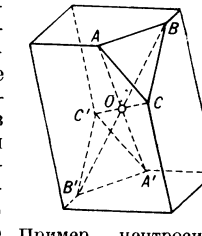
К И. м. с. относят также сплавы «элинварного» типа (принадлежащие к системам Fe—Ni—Cr и Fe—Co—Cr), обладающие аномально низким температурным коэфф. модуля упругости. Причина возникновения этой аномалии — влияние объемной магнитострикции парапроцесса. Указанные свойства И. м. с. обусловили их широкое применение в измерительной технике и приборостроении (в частности, в вакуумной технике для спайки с различными сортами стекла).

Во всех И. м. с. наблюдаются большие эффекты влияния упругих напряжений на величину самопроизвольной намагниченности и темп-ру Кюри, к-рые в И. м. с. на порядок больше, чем в других ферромагнетиках (напр., в Ni и Fe). Эти эффекты термодинамически связаны с объемной магнитострикцией и ферромагнитной аномалией теплового расширения. С точки зрения микроскопич. теории, все указанные явления могут быть объяснены особой, присущей И. м. с. зависимостью обменного взаимодействия от межатомного расстояния. Возможно также, что в области очень низких темп-р в них проявляется «скрытый» *антиферромагнетизм*.

В И. м. с. наблюдаются аномалии электрических, гальваномагнитных, гальваноупругих свойств, а также температурной зависимости константы магнитной анизотропии и внутр. трения.

Лит.: 1) Белов К. П., Упругие тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957; 2) его же, Магнитные превращения, М., 1959; 3) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956. *К. П. Белов.*

ИНВЕРСИЯ (в кристаллографии) — операция симметрии, обусловленная существованием в фигуре особенной точки O — *центра симметрии*, или центра инверсии (обратного равенства). И. — одна из простейших и важнейших операций симметрии. И. есть отражение в указанной точке, преобразующее центросимметричную фигуру в себя, т. е. переводящее фигуру в новую позицию, не отличающуюся от исходной. При таком преобразовании каждая точка A центросимметричной фигуры (см. рис.) переходит в противоположную по отношению к O эквивалентную точку A', к-рая, в свою очередь, переходит в позицию A. В результате обмениваются местами все эквивалентные друг другу части фигуры: антипараллельные ребра AB и $A'B'$, антипараллельные грани $A \overset{B}{\longleftarrow} C$ и $A' \overset{C'}{\longleftarrow} B'$ с обратными по отношению друг к другу круговыми обходами соответственных вершин (сравниваемые грани рассматриваются в одинаковых условиях — с внешней стороны), противоположно расположенные пирамиды



Пример центросимметричной фигуры. Каждой точке, ребру, грани и т. д. соответствуют эквивалентные точки, ребро, грань и т. д., расположенные противоположно по отношению к центру симметрии O.

OABC и *OA'B'C'* — и т. д. Всякая центросимметричная фигура делится любой плоскостью, проходящей через центр симметрии, на 2 равные части. В тех случаях, когда в этой плоскости не лежит четная ось или когда эта плоскость не перпендикулярна к к.-л. плоскости симметрии или четной оси фигуры, равные части асимметричны и энантиоморфны (см. *Энантиоморфизм*). Одна из них наз. правой, другая левой. В разъединенном виде они могут быть расположены относительно друг друга как предмет и его изображение в зеркале. Как и все другие операции симметрии, преобразующие правые части фигуры в левые, И. является операцией второго рода (операции первого рода преобразуют правое в правое и левое в левое); повторение этой операции возвращает фигуру в исходное положение. Из 32 кристаллографич. групп симметрии 11 содержат И. (центр симметрии). Простейшая центросимметричная кристаллографич. фигура — косой параллелепипед.

Центросимметричные кристаллы не имеют полярных направлений и потому не могут обладать физич. свойствами, описываемыми полярными векторами; в частности, они не могут быть пиро- и пьезоэлектриками. Свойства, характеризуемые аксиальными векторами, в центросимметричных кристаллах не исключены; к ним относятся, в частности, магнитная индукция, пиро- и пьезомагнетизм.

Лит.: 1) Шубников А. В., Флинт Е. Е. и Бокий Г. Б., Основы кристаллографии, М.—Л., 1940, с. 71; 2) Шубников А. В., Симметрия и антисимметрия конечных фигур, М., 1951, с. 23. *А. В. Шубников.*

ИНВЕРСИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ (в атмосфере) — повышение темп-ры воздуха с высотой, вместо обычного для тропосферы убывания. И. т. встречаются как в приземном слое воздуха, начиная от земной поверхности (приземные И. т.), так и в свободной атмосфере (тропосфере, стратосфере, мезосфере, термосфере и экзосфере). Большинство И. т. имеют радиационное происхождение, т. е. связаны с процессами излучения и поглощения лучистой энергии. В термосфере (ионосфере) происходит интенсивное поглощение лучей крайней ультрафиолетовой части солнечного спектра, что сопровождается значительным нагреванием воздуха, плотность которого ничтожна. Поэтому для термосферы характерна И. т., охватывающая всю термосферу, а также экзосферу. Стратосфера и мезосфера также характеризуются мощной И. т., начинающейся в стратосфере на высоте 30—35 *км* и простирающейся до 50—60 *км*, где темп-ра достигает 50—60° тепла, в то время как у нижней границы стратосферы темп-ра понижается до 50—70° ниже нуля. Эта И. т. связана со слоем озона, в к-ром происходит интенсивное поглощение ультрафиолетового солнечного излучения.

В тропосфере большинство И. т. также радиационного происхождения, но они обусловлены не нагреванием воздуха, а его выхолаживанием. Это — преимущественно приземные И. т., связанные с излучением земной поверхности. В теплую часть года приземные И. т. образуются лишь в ясные тихие ночи; мощность таких И. т. не велика — всего несколько десятков *м*, а величина И. т. — неск. градусов. В холодную часть года приземные И. т. развиваются не только ночью, но и днем. Их мощность зимой может достигать неск. сот *м*, а их величина составляет 10—15° и более. Значительная часть И. т., наблюдаемых в свободной тропосфере, связана с нисходящим движением воздуха в антициклонах. И. т. в тропосфере сопровождаются особым режимом влажности и ветра: обычный рост относительной влажности с высотой в И. т. сменяется ее убыванием; ветер изменяется с высотой скачком. Слои И. т. препятствуют развитию вертикальных движений воздуха и связанному с этим переносу водяного пара и ядер конденсации в более высокие слои, а следовательно, и развитию кучевообразных облаков. Самолет, летящий над слоем И. т., в меньшей степени подвержен «болтанке». И. т. играют важную роль при распространении метровых, дециметровых и более коротких радиоволн в тропосфере, образуя атмосферные волноводы и способствуя распространению радиоволн далеко за пределы видимого горизонта.

Лит.: 1) Аверкиев М. С., Метеорология, М., 1951; 2) Хргиан А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., М., 1958.

ИНВЕРСНАЯ СХЕМА (в радиотехнике) — электронное устройство, изменяющее полярность поданного на его вход сигнала. Простейшей И. с. является, напр., ступень усилителя, выходное напряжение к-рого сдвинуто по фазе на 180° относительно входного гармонич. сигнала. В более сложных случаях И. с. может включать в себя элементы коррекции по частоте, необходимые для получения неискаженного инвертируемого сигнала, напр. импульса малой продолжительности.

ИНВЕРТИРОВАНИЕ — преобразование постоянного электрич. тока в однофазный или многофазный переменный ток при помощи инвертора — устройства с управляемыми электрич. вентилями. Схема простейшего однополупериодного однофазного инвертора представляет собой последоват. соединение источников переменного и постоянного тока, индуктивности L и вентиля B, управляемого системой зажигания *СЗ* (рис. 1, *а*). При И. генератором энергии является источ-

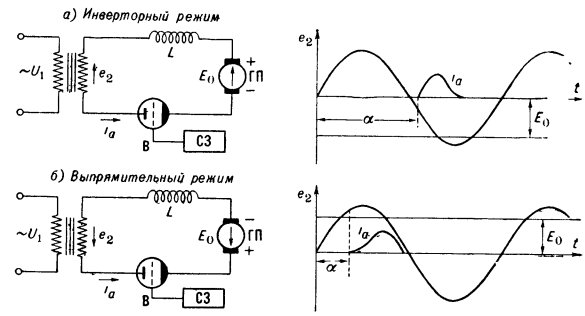


Рис. 1. Схема однофазного однополупериодного инвертора.

ник постоянного тока *ГП*, приемником — сеть переменного тока. В соответствии с этим, ток инвертора должен совпадать по направлению с напряжением постоянного тока в цепи и протекать преимущественно в отрицат. полупериоды переменного напряжения e_2. Это достигается выбором полярности *ГП* и заданием такого угла регулирования α, определяющего момент зажигания вентиля, чтобы основная волна тока была смещена относительно переменного напряжения на угол $> 90°$ (рис. 1, *а*). Уменьшением угла регулирования и изменением полярности *ГП* преобразователь может быть переведен из режима инвертирования в режим выпрямления (рис. 1, *б*). Недостатками однополупериодного однофазного инвертора являются значит. отличие формы тока от синусоидальной и плохое использование мощности оборудования.

Практически применяют двухполупериодные однофазные и многофазные схемы. На рис. 2 дана схема трехфазного инвертора и кривые токов и напряжений при большой индуктивности L в цепи постоянного тока. Ток инвертора поочередно протекает через разные вентили, переходя из одной фазы в другую (коммутация тока). Система зажигания в определенной последовательности и в заданные моменты времени открывает вентили так, чтобы источник постоянного напряжения подключался к фазе с отрицат. напряжением. В многофазных схемах с большой индуктивностью в цепи постоянного тока для осуществления инверторного режима необходимо устанавливать $180° > \alpha > 90°$. Изменением α в этих пределах регу-

лируют режим инвертора — изменяют величину его активной и реактивной мощностей. Открытие каждого вентиля должно происходить с нек-рым опережением относительно момента появления на его аноде отрицат. напряжения. Опережение измеряется углом β (рис. 2) и определяется временем, необходимым для протека-

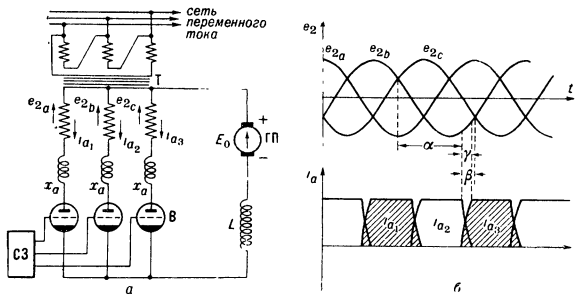


Рис. 2. Схема трехфазного однополупериодного инвертора. α — угол регулирования, β — угол опережения, γ — угол коммутации.

ния процесса коммутации и восстановления запирающей способности сетки. Это ограничивает $\alpha_{макс}$, условием $\alpha_{макс} \leqslant 180° - \beta$. При недостаточном β происходит т. н. «опрокидывание» инвертора, являющееся аварийным состоянием.

При работе инвертора совместно с другими источниками переменного тока частота тока инвертора определяется частотой сети. Такой инвертор наз. зависимым. При изолированной работе инвертор наз. независимым или самовозбуждающимся. Частота и форма тока независимого инвертора определяются режимом управления и параметрами цепей инвертора и нагрузки. Для обеспечения коммутации тока и создания необходимой реактивной мощности у независимых инверторов включают дополнит. конденсаторы *C* (рис. 3). Предельная макс. частота независимого инвертора определяется деионизационными свойствами вентилей, а также параметрами цепи нагрузки. В инверторах применяются ионные вентили — *тиратроны* или *игнитроны* и *экситроны*. Для независимых инверторов с тиратронами и маломощными ртутными вентилями предельная частота достигает неск. *кгц*.

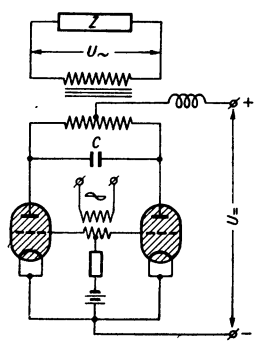


Рис. 3. Схема двухполупериодного независимого инвертора.

Мощность совр. крупных инверторов достигает величин 10^4—10^5 *квт*; кпд инверторов с ионными вентилями — 96—97%.

Преобразователи, работающие в режиме И., применяются гл. обр. при передаче энергии постоянным током, в электрич. тяге, для питания индукционных печей, в схемах преобразования частоты. В крупных физич. установках — циклич. ускорителях или экспериментальных термоядерных установках, в к-рых требуются медленно изменяющиеся магнитные поля со значит. запасами электромагнитной энергии, И. применяется для обеспечения быстрого снижения магнитного поля и возврата запасенной в поле электромагнитной энергии. В установках этого типа система питания электромагнита состоит из одной или неск. синхронных машин с маховиками и ионных преобразователей (рис. 4). Для создания нарастающего магнитного поля ионный преобразователь включается системой управления на обмотку электромагнита. При этом преобразователь работает в выпрямительном режиме, а синхронная машина — в режиме генератора; скорость вращения маховика уменьшается, магнитное поле нарастает. Когда оно достигает макс. значения, система управления увеличивает угол регулирования

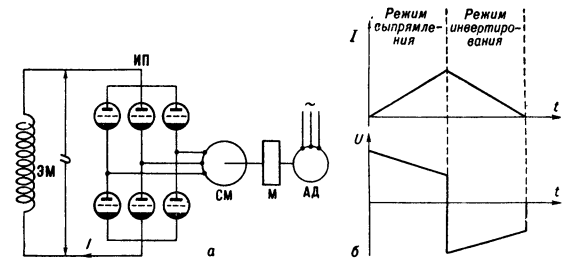


Рис. 4. *а*: ЭМ — электромагнит ускорителя, ИП — двухполупериодный трехфазный преобразователь, СМ — синхронная машина, М — маховик, АД — асинхронный двигатель; *б* — кривые тока и напряжения электромагнита синхрофазотрона.

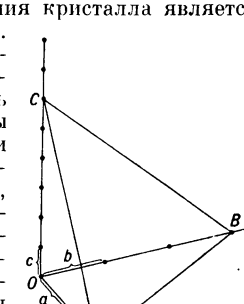
α (> 90°) и преобразователь переводится в режим И., напряжение на обмотке электромагнита становится отрицательным (рис. 4). При этом синхронная машина работает в режиме двигателя и энергия магнитного поля, за вычетом потерь, возвращается маховым массам агрегата. Во время уменьшения поля источником постоянного напряжения является эдс самоиндукции электромагнита. При уменьшении тока электромагнита до нулевого значения процесс И. автоматически прекращается [4].

Лит.: 1) Каганов И. Л., Электронные и ионные преобразователи, ч. 3, М.—Л., 1956; 2) Ширлинг В., Схемы выпрямителей, инверторов и преобразователей частоты, пер. с нем., М.—Л., 1950; 3) Гашев М. А. [и др.], Система питания электромагнита синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований, «Электричество», 1960, № 1.

А. М. Столов.

ИНВЕРТОР — см. *Инвертирование*.

ИНДЕКСЫ ГРАНЕЙ КРИСТАЛЛА — величины, определяющие положение грани в пространстве. Поскольку схемой внутр. строения кристалла является пространственная решетка (см. рис.), то за оси координат берутся 3 ряда решетки с промежутками *a*, *b* и *c*. Каждая грань кристалла проходит через узлы решетки — непосредственно или после ее перемещения параллельно самой себе. Отрезки, отсекаемые гранью на осях координат, наз. линейными параметрами (*OA*, *OB*, *OC*). Выразив эти отрезки числом промежутков *a*, *b* и *c*, получим (для грани *ABC*): $OA = 2a$, $OB = 3b$, $OC = 6c$. Числа 2, 3 и 6 наз. числовыми параметрами. Приведя отношения обратных им величин $^1/_2$, $^1/_3$, $^1/_6$ к отношению целых чисел, получим $6/2 : 6/3 : 6/6 = 3 : 2 : 1$. Эти величины, обратные числовым параметрам, и наз. И. г. к. Они всегда целые и обычно небольшие числа. Грань, отсекающая по одному промежутку на каждой из осей, наз. единичной. Ее числовые параметры 1,1,1 (так же как и индексы). 3 индекса, заключенные в круглые скобки, составляют символ грани; для *ABC* он будет (321). Знаки отношения не пишутся. Если грань пересекает отрицательное направление оси, то над индексом ставится знак минус, напр. $(1\bar{2}1)$. Символ грани, заключенный в фигурные скобки, напр. {1 2 3}, является сим-



волом *простой формы*, состоящей из граней, тождественных грани (123). *Е. Е. Флинт.*

ИНДЕФИНИТНАЯ МЕТРИКА — см. *Метрика индефинитная.*

ИНДИЙ (Indium) In — химич. элемент III гр. периодич. системы Менделеева, п. н. 49, ат. в. 114,82. Природный И. состоит из 2 изотопов с массовыми числами 113 (4,33%) и 115 (95,67%), последний изотоп обнаруживает очень слабую β^--радиоактивность ($T_{1/2} = 6 \cdot 10^{14}$ лет). Поперечное сечение захвата тепловых пейтронов 190 *барн* (на атом). Из искусственно радиоактивных изотопов наиболее важен In^{114} ($T_{1/2} =$ = 49 дням). Конфигурация внешних электронов атома И. $5s^2 5p$. Энергия ионизации в *эв*: ($In^0 \rightarrow In^+$) 5,78; ($In^+ \rightarrow In^{2+}$) 18,87; ($In^{2+} \rightarrow In^{3+}$) 28,04; ($In^{3+} \rightarrow In^{4+}$) 58,0. Свободный И. — серебристо-белый металл. Кристаллизуется в гранецентрированной тетрагональной решетке с параметрами $a = 4{,}583$ Å, $c = 4{,}936$ Å. Атомный радиус 1,66 Å, ионные радиусы In^+ 1,30 Å, In^{3+} 0,92 Å. Плотность 7,31 *г/см*^{3}; $t^\circ_{пл}$ 156,4°; $t^\circ_{кип}$ 2 000° ± 100° (здесь и далее значения темп-р даны в °С). Теплота плавления 6,8 *кал/г*, теплота испарения 482 *кал/г*. Уд. теплоемкость: твердого (0—150°) 0,057 *кал/г · град*, жидкого 0,062 *кал/г · град*. Термич. коэфф. линейного расширения $33 \cdot 10^{-6}$ (20°). Теплопроводность 0,06 *кал/см · сек · град* (0—100°). Удельное электрич. сопротивление $9{,}03 \cdot 10^{-6}$ *ом · см* (23°). Температурный коэфф. электросопротивления (0—100°) 0,00490. Твердость по Бринеллю 0,9 *кГ/мм*^{2}. Предел прочности при растяжении 0,23 *кГ/мм*^{2}. Относительное удлинение (на 50 *мм*) 22%. Относительное сужение поперечного сечения 87%. Предел прочности при сжатии 0,22 *кГ/мм*^{2}. Модуль нормальной упругости 1100 *кГ/мм*^{2}.

И. образует 1-, 2- и 3-валентные соединения, последние наиболее устойчивы. По химич. свойствам близок к цинку. При комнатной темп-ре на воздухе не окисляется. При нагревании выше точки плавления окисляется с образованием In_2O_3. В воде в присутствии воздуха И. медленно корродирует. Растворяется в азотной, серной и соляной кислотах, образуя соответствующие растворимые в воде соли. Из растворов солей щелочами осаждается амф. гидроокись $In(OH)_3$ (кислотные свойства значительно слабее, чем основные).

Основные области применения И. — антикоррозионные покрытия подшипников в двигателях внутр. сгорания; полупроводниковая техника, где используется как сам И. при изготовлении германиевых выпрямителей, так и его соединения InSb и InAs — полупроводники с высокой подвижностью тока.

Лит.: 1) Меерсон Г. А., Зеликман А. Н., Металлургия редких металлов, М., 1955; 2) Рассеянные металлы (индий, галлий, таллий, рений). Области освоенного и возможного применения. Сборник, под ред. К. А. Большакова, М., 1959; 3) Блешинский С. В., Абрамова В. Ф., Химия индия, Фрунзе, 1958; 4) Ullmanns Encyklopädie der technischen Chemie, 3 Aufl., Bd 8, München. — B., 1957.

Н. А. Гурович.

ИНДИКАТОР ЭЛЕКТРОННО-СВЕТОВОЙ — электронная лампа, служащая для визуальной индикации уровня напряжения в различных радиоэлектронных устройствах. В радиоприемниках И. э.-с. наз. и н д и к а т о р о м н а с т р о й к и. Простейшая конструкция И. э.-с. представляет собой триод, состоящий из конусообразного анода (кратера), катода, расположенного по оси анодного корпуса, и управляющего электрода (ножа), помещенного между катодом и анодом, на к-рый подается исследуемое напряжение (рис. 1). Внутр. поверхность анода, обращенная к катоду, покрыта люминофором (виллемитом), светящимся под влиянием электронной бомбардировки. Поле управляющего электрода, искривляя траектории электронов, приводит к появлению на участке поверхности анода, расположенной против управляющего электрода, темного сектора, угловой размер к-рого изменяется с изменением потенциала управляющего электрода.

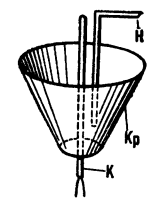


Рис. 1. Кр — кратер, К—катод, Н — нож.

Комбинированные И. э.-с., кроме индикаторной части, содержат триод или пентод, служащие для предварит. усиления напряжений. Управляющий электрод индикаторной системы соединяется при этом с анодом триода (пентода) внутри лампы. В распространенных И. э.-с. типа 6Е5С катод по длине делится на 2 части: нижняя — триодная и верхняя — индикаторная. Крутизна характеристики триода 1,2 *ма/в*, коэфф. усиления 24 и анодный ток 5,3 *ма* при анодном напряжении 250 *в* и смещении на сетке 4 *в*. Зависимость угла темного сектора от напряжения на сетке триода при анодной нагрузке порядка 0,5—1,0 *Мом* приводится в справочниках.

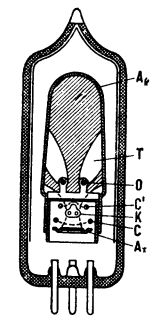


Рис. 2.

Пальчиковый И. э.-с. 6Е1П имеет анод-кратер $A_к$ в форме раковины, расположенный так, что наблюдать его свечение следует сбоку (рис. 2). *Т* — очертания теней, отбрасываемых двумя отклоняющими стержневыми электродами О. Подогревный профильный катод К расположен горизонтально под анодом $A_к$. Нижняя поверхность катода, сетка С и анод $A_т$ образуют триод, а верхняя поверхность, закрытая сеткой С', ограничивающей ток, служит катодом индикаторной части. Благодаря наличию двух электродов в центре светящегося кратера при увеличении тени остается узкий светящийся сектор, угол к-рого изменяется при изменении напряжения на сетке триода. Коэфф. усиления триода 24; крутизна характеристики $S \geq 0{,}5$ *ма/в*. При напряжении на аноде триода 100 *в* и на управляющей сетке 2 *в* ток анода 2 *ма*. При напряжении на аноде кратера 250 *в* ток анода ≤ 4 *ма*. Напряжение на сетке, при к-ром края светящегося сектора сходятся, еще не перекрывая друг друга, ≈ —15 *в*.

В пальчиковом И. э.-с. типа 6Е3П внутр. поверхность колбы покрыта прозрачным проводящим слоем, служащим анодом. На этот слой на нек-ром участке наносится люминофор. Управление электронным пучком вызывает перемещение световых полос.

Для радиоприемников и других устройств с частотной модуляцией применяются комбинированные И. э.-с. с двумя усилит. триодами и с трафаретом, нанесенным на стекло колбы, для определения правильной настройки (6Е2П). Иногда применяют И. э.-с. с неск. управляющими электродами, дающими различную чувствительность по отклонению, для охвата большего диапазона изменения напряжения на сетке триода или пентода. И. э.-с. с экономичными оксидными катодами прямого накала применяются в установках на полупроводниковых диодах и триодах, напр. в счетных машинах для контроля срабатывания, для индикации положения триггерных счетчиков ячеек *запоминающих устройств*. Такие сверхминиатюрные И. э.-с. имеют катод с напряжением накала 1,0—1,2 *в* и током накала 10—15 *ма*; анодное напряжение порядка 50—150 *в* и анодный ток 0,5—1,0 *ма* (1Е1А). И. э.-с. применяются также для фотозаписи на движущуюся пленку результатов работы счетных устройств. Для получения большой яркости в импульсе на сетку подается импульсное положит. напряжение. Люминофор должен иметь короткое послесвечение и спектр, близкий к требованиям светочувствит. материала.

Лит.: Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960.

С. М. Мошкович

ИНДИКАТОРНАЯ РАДИОЛОКАЦИОННАЯ ТРУБКА — электронно-лучевая трубка, предназначенная для видимого воспроизведения на ее экране радиолокационной информации (см. *Радиолокация*) о дальности и угловых координатах объекта. Конструктивно представляет собой *осциллографическую трубку.*

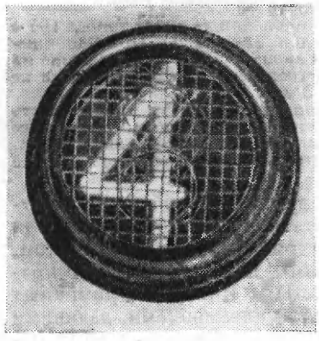
Лит.: Муляров М. Я., Электронно-лучевые приборы, М.—Л., 1954.

ИНДИКАТОРНЫЕ ЛАМПЫ г а з о р а з р я д н ы е — газонаполненные приборы, в которых свече-

ние тлеющего или безэлектродного разряда осуществляет визуальную индикацию электрич. сигнала. В И. л. применяется гл. обр. свечение катодной области *тлеющего разряда*. Интенсивность свечения, достаточная для индикации, достигается при малой потребляемой мощности: ток, как правило, не превышает неск. *ма* при падении напряжения на электродах порядка 100 *в*. И. л. наполняются инертными газами, в к-рых разряд обладает устойчивыми световыми и электрич. характеристиками, чаще всего Ne, из-за его оранжево-красного свечения. Разряд в И. л. возникает при приложении к ее электродам напряжения, большего или равного напряжению зажигания, либо (для безэлектродных ламп или ламп с одним электродом) при воздействии достаточно сильного внешнего электрич. поля (см. *Безэлектродный разряд*).

И. л. можно разделить на 2 основные группы: 1) И. л., в к-рых форма свечения не существенна; электрич. состояние системы характеризуется только наличием или отсутствием свечения. 2) И. л., в к-рых индикация электрич. состояния системы определяется расположением или формой светового сигнала. К первым относятся двухэлектродные лампы, наполненные Ne, т. н. неоновые индикаторы. Существует более 20 типов неоновых индикаторов с различными электрическими и световыми характеристиками, а также с разными размерами электродов.

К И. л. второй группы, служащим для визуального представления выходных данных счетных устройств (обычно в десятичной системе счисления), относятся регистровые неоновые лампы и лампы знаковой индикации. Регистровые лампы имеют 10 катодов в форме штырьков, образующих с дисковым анодом коаксиальную систему электродов. Катоды этих ламп соединяются с выходами счетного устройства; при появлении отрицат. напряжения на к.-л. выходе зажигается разряд между анодом и соответствующим катодом. К И. л. второй группы можно отнести также *декатроны*. Пример ламп знаковой индикации — цифровой индикатор тлеющего разряда [1, 3], изображение светящегося катода к-рого приведено на рис. Прибор состоит из 10 катодов в форме цифр: 0,1 ... 9 и сетчатого анода. Каждый катод имеет отдельный вывод. При появлении напряжения между анодом и к.-л. катодом между ними возникает тлеющий разряд. Рабочий ток выбирается т. о., что наблюдаемое через стеклянный купол лампы свечение, покрывающее катод, дает четкую форму соответствующей цифры. В табл. приведены параметры распространенных типов И. л.



Основное применение И. л. находят в счетно-решающей технике для визуального представления выходных данных устройств дискретного действия и в радиоэлектронике в качестве указателей напряжения.

Световой поток И. л. порядка 0,02—5,0 *лм*; яркость И. л. — 0,01—1,0 *сб*; световая отдача И. л. — 0,2—1,0 *лм/вт*; дальность наблюдения сигнала (для цифровых индикаторов) типа ИН2 — ок. 3 *м*, для ИН1 — ок. 12 *м*.

Лит.: 1) Перельмутер В. С., Яблонский Ф. М., Янкин Г. М., Цифровой индикатор тлеющего разряда, «Радиотехника», 1960, т. 15, № 12; 2) Нентвиг К., Газоразрядные лампы в технике, [пер. с нем.], М.—Л., 1945; 3) «Electronic Engng», 1960, v. 32, № 385, p. 140—43.

В. С. Перельмутер.

ИНДИКАТОРНЫЙ МЕТОД—см. *Изотопные индикаторы*.

ИНДИКАТРИСА РАССЕЯНИЯ — векторная диаграмма, изображающая зависимость интенсивности рассеянного света от угла рассеяния при условии, что падающий свет не поляризован. Форму И. р. характеризуют величиной ее диссимметрии, т. е. отношением интенсивностей I света, рассеиваемого под углами φ и $\pi-\varphi$ к облучающему пучку $\mathrm{Dis}(\varphi) = I(\varphi)/I(\pi-\varphi)$; либо отношением мощностей, рассеиваемых в переднюю и заднюю полусферу. Вид И. р. зависит от свойств рассеивающей среды.

Если рассеяние происходит на частицах, размеры к-рых много меньше длины световой волны λ (в частности, молекулярное рассеяние), то, согласно *Рэлея закону*, И. р. имеет вид, изображенный на рис. 1 [$\mathrm{Dis}(\varphi) = 1$]. Для более крупных частиц И. р. зависит от их размеров и формы и показателей преломления и поглощения образующего их вещества, а также от λ. Вид И. р. для сферич. частиц, согласно *Ми теории*, определяется параметром $\rho = 2\pi r/\lambda$, где r — радиус частиц. При $\rho \ll 1$ И. р. близка к рэлеевской. При возрастании ρ И. р. сильно вытягивается вперед [растет $\mathrm{Dis}(\varphi)$] и на ней появляется ряд особенностей (рис. 2), весьма чувствительных к изменениям ρ. При $\rho \geqslant 25$—30 величина Dis становится очень большой и вид И. р. в основном стабилизируется (рис. 3), за исключением области малых углов, в к-рой концентрируется примерно половина рассеиваемой частицей мощности. Одной из характерных особенностей И. р. на прозрачных частицах при $\rho \geqslant 25$—30 является наличие нескольких резко выраженных максимумов (радуг), обусловленных полным внутр. отражением на границах частицы.

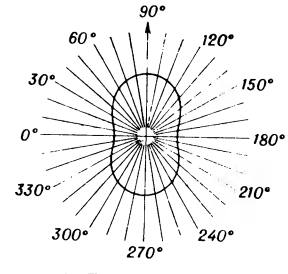


Рис. 1. Рэлеевская индикатриса рассеяния.

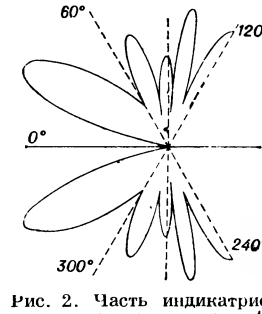


Рис. 2. Часть индикатрисы рассеяния для частиц с $\rho \approx 14$.

Электрические параметры основных типов индикаторных ламп

Тип		Ток	Наибольшее напряжение зажигания (*в*)	Рабочий ток (*ма*)	Напряжение горения (*в*)	Долговечность в часах
Неоновые индикаторы	ТН-0,15	постоянный	150	0,15	—	100
	ТН-0,2	»	85	0,25	65	200
	ТН-0,3	»	150	0,3	65	200
	ТН-0,5	»	90	0,5	55	300
	МН-6	»	90	0,8	—	100
	МН-11	»	85	5,0	—	200
	ТН-1	переменный	140	1,0	49	100
	ТН-20	»	150	20	—	1 000
	ТН-30	»	82	30	—	1 000
Цифровые индикаторы	ИН2	постоянный	200	1,5—2	140	500
	ИН1	»	200	2,5—3	140	500

При наличии корреляции в расположении рассеивающих частиц (напр., в кристаллах, нек-рых коллоидах и стеклах) вид И. р. изменяется в результате интерференции волн, рассеянных отдельными частицами, и образуются кооперативные И. р., отличающиеся, обычно, вытянутостью назад, навстречу облучающему световому пучку [Dis (φ) < 1] и резкой дополнительной зависимостью от длины волны. В полидисперсных средах, к к-рым принадлежит большинство коллоидов и естественных образований (в т. ч. море, облака, дымы, атм. воздух, почвы), И. р. отличаются сравнительно плавной зависимостью от угла рассеяния в результате усреднения И. р. для частиц различных размеров (рис. 4). Если при этом в среде существует компонента, рассеивающая по закону Рэлея, то зависимость формы И. р. от длины волны обращается — с увеличением длины волны Dis (φ) растет вследствие относительного ослабления рэлеевского рассеяния, понижающего Dis (φ) смеси.

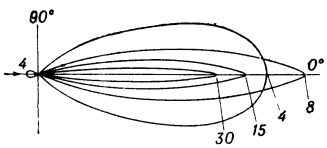


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния для капель воды с ρ = 4, 8, 15, 30. Масштаб кривых разный.

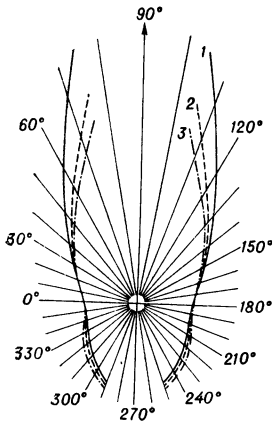


Рис. 4. Средние индикатрисы рассеяния атмосферного воздуха для света различного спектрального состава: 1 — $\lambda = 625 m\mu$, 2 — $\lambda = 546\ m\mu$, 3 — $\lambda = 476\ m\mu$.

Измерение И. р. осуществляется обычно наблюдением под различными углами светового пучка, пронизывающего рассеивающую среду. Специализированные приборы, предназначенные для этих целей, наз. гониометрич. *нефелометрами* или измерителями И. р.

Лит.: 1) Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.—Л., 1951; 2) Hulst H. C. van de, Light scattering by small particles, N. Y. — L., 1957; 3) Прожекторный луч в атмосфере, под ред. Г. В. Розенберга, М., 1960.

Г. В. Розенберг.

ИНДИКАТРИСЫ ОПТИЧЕСКИЕ — векторные диаграммы, изображающие угловые характеристики светового поля (яркость, поляризацию) или угловые зависимости оптич. свойства тела (отражательной способности, силы света и др.). Пространственные И. о. часто наз. оптическими телами, а собственно И. о. наз. сечения оптич. тел различными плоскостями. Применительно к источникам света, где И. о. зависит гл. обр. от конструкции, термин «И. о.» часто заменяется термином «диаграмма направленности» (напр., диаграмма силы света). Для анизотропных сред вместо термина «И. о.» чаще применяют термин «поверхность» (напр., лучевая поверхность, поверхность нормалей и т. п. См. *Кристаллооптика*).

И. о. применяют обычно в тех случаях, когда аналитич. выражения соответствующих угловых зависимостей сложны, ненаглядны или вообще неизвестны, а также при систематизации экспериментальных данных. Особое удобство они представляют для качественных суждений, когда общий вид И. о. (степень ее вытянутости, наличие особенностей и т. п.) позволяет делать выводы об общем характере светового поля и его зависимости от всевозможных факторов. См. также *Индикатриса рассеяния*.

Г. В. Розенберг.

ИНДУКТИВНАЯ СВЯЗЬ — см. *Связи между электрическими цепями.*

ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — электрич. сопротивление, обусловленное индуктивностью цепи синусоидального тока; равно отношению амплитуды (действующего значения) синусоидальной эдс самоиндукции к амплитуде (действующему значению) синусоидального тока в цепи. Обозначается x_L. Измеряется в омах. И. с. равно произведению индуктивности и угловой частоты: $x_L = \omega L$. В комплексной форме записывается как положит. мнимое число $jx_L = j\omega L$. Энергия, связанная с индуктивностью, в течение периода испытывает колебания, переходя от источника в магнитное поле и обратно, причем средняя за период мощность равна нулю; поэтому И. с. наз. реактивным.

Лит. см. при ст. *Емкостное сопротивление. С. Д. Купалян.*

ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ (в аэродинамике) — часть лобового сопротивления крыла, обусловленная вихрями, оси к-рых берут свое начало на крыле и направлены вниз по потоку. Эти вихри, наз. свободными вихрями крыла, происходят от перетекания воздуха у торцов (рис. 1) из области под крылом в область над крылом. Течение воздуха у торцов вызывает поток, направленный над крылом от торцов к плоскости симметрии, а под крылом — от плоскости симметрии к торцам; в результате в спутной струе, или следе, за крылом происходит вращение каждой частицы вокруг оси, проходящей через нее и параллельной вектору скорости набегающего потока v; направление вращения при этом противоположно для левого и правого полукрыла (рис. 2). Т. о. возникает непрерывная система вихрей, отходящих от каждой точки поверхности крыла. В случае крыла большого удлинения можно считать, что свободные вихри образуют плоскую вихревую пелену; для крыла малого удлинения вихревая система является пространственной.

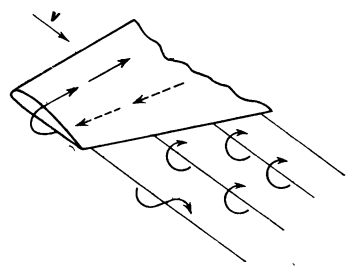


Рис. 1. Схема возникновения торцевого вихря в результате перетекания воздуха из области под крылом в область над крылом.

Рис. 2. Разрез потока за крылом плоскостью, перпендикулярной v. Течение воздуха у торцов вызывает систему свободных вихрей.

Свободные вихри вызывают (индуктируют) в области между торцами крыла скорости, направленные вниз, и поток, индуктированный свободными вихрями, налагаясь на набегающий поток, отклоняет последний вниз на угол $\Delta\alpha$ (угол скоса потока). В результате подъемная сила элемента крыла, к-рая по теореме Жуковского о подъемной силе должна быть перпендикулярна набегающему потоку, отклоняется назад на тот же угол (рис. 3). Разлагая эту силу на компоненты вдоль v и перпендикулярно v, получаем индуктивное лобовое сопротивление и подъемную силу.

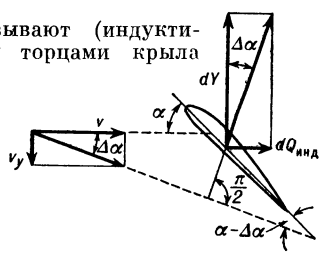


Рис. 3. Образование индуктивного сопротивления в результате скоса потока свободными вихрями крыла; v_y — скорость, индуктированная свободными вихрями, $\Delta\alpha$ — угол скоса.

И. с. и угол скоса потока могут быть вычислены, если в каждом сечении крыла известно распределение *циркуляции скорости* по контуру, охватывающему профиль. В случае крыла большого удлинения в потоке несжимаемой среды угол скоса и И. с. определяются ф-лами

$$\Delta\alpha = \frac{1}{4\pi v}\int\limits_{-l/2}^{l/2}\frac{d\Gamma}{d\zeta}\frac{d\zeta}{z-\zeta}, \qquad Q_{\text{инд}} = \rho v\int\limits_{-l/2}^{l/2}\Gamma\Delta\alpha\, dz,$$

где l — размах крыла, ρ — плотность среды, Γ — циркуляция скорости по контуру, охватывающему данное сечение крыла, z — расстояние сечения от средней плоскости крыла, ζ — расстояние оси свободного вихря от этой плоскости. Распределение циркуляции по размаху должно удовлетворять интегро-дифференциальному ур-нию

$$\Gamma = a_0\frac{v}{2}b\left(\alpha_a - \frac{1}{4\pi v}\int\limits_{-l/2}^{l/2}\frac{d\Gamma}{d\zeta}\frac{d\zeta}{z-\zeta}\right),$$

где a_0 — производная от коэфф. подъемной силы (см. *Аэродинамические коэффициенты*) по углу атаки для данного сечения крыла, b — хорда данного сечения, α_a — аэродинамич. угол атаки (т. е. угол атаки, отсчитываемый от направления, при к-ром подъемная сила равна нулю). Ур-ние для $\Gamma(z)$ обычно решается с помощью тригонометрич. рядов.

Безразмерный коэфф. И. с. $c_{x\,\text{инд}}$ связан с коэфф. подъемной силы плоского крыла соотношением

$$c_{x\,\text{инд}} = \frac{c_y^2}{\pi\lambda}(1+\delta)$$

($\lambda = l^2/S$ — удлинение крыла, S — площадь крыла в плане, δ — величина, зависящая от распределения циркуляции по размаху крыла). Если крыло имеет бесконечно большой размах ($\lambda = \infty$), И. с. отсутствует. Если циркуляция распределена по размаху по эллиптич. закону, то $\delta = 0$; эллиптич. распределению соответствует минимальное И. с.

При полете со сверхзвуковой скоростью И. с. имеют только те части крыла, к-рые находятся внутри конусов возмущения для свободных вихрей.

Лит.: 1) Голубев В. В., Лекции по теории крыла, М.—Л., 1949, гл. VI и VII; 2) Карафоли Е., Аэродинамика крыла самолета, [пер. с рум.], М., 1956, гл. IV; 3) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М., 1957, гл. VII, §§72—74; 4) Юрьев Б. Н., Экспериментальная аэродинамика, ч. 2, [М.], 1938. *Н. Я. Фабрикант.*

ИНДУКТИВНОСТЬ — свойство электрич. цепи образовывать потокосцепление самоиндукции (магнитный поток, обусловленный электрич. током цепи, сцепленный с витками этой же цепи). Количественно И. (статическая) определяется отношением: $L_{\text{ст}} = \psi/i$, где i — ток, текущий в электрич. цепи, а ψ — потокосцепление самоиндукции. Динамическая И. определяется производной: $L_{\text{дин}} = \left|\frac{\partial\psi}{\partial i}\right|$. И. может быть определена также из энергии $W_{\text{м}}$ магнитного поля, создаваемого током, как: $L = W_{\text{м}}/0{,}5\,i^2$.

И. зависит от размеров и конфигурации электрич. цепи и магнитной проницаемости μ проводника и окружающей его среды, в к-рой локализовано магнитное поле тока. Если μ среды и проводника одинаковы, то И. пропорциональна μ. Если в электрич. цепи ток и потокосцепление самоиндукции связаны линейно, то эдс самоиндукции $e_s = -\frac{d\psi}{dt} = -L\frac{di}{dt}$, откуда $L = \left|\frac{e_s}{\frac{\partial i}{\partial t}}\right|$. В этом случае все написанные выше выражения для И. дают одно и то же значение $L = \text{const}$. Если же зависимость потокосцепления самоиндукции от тока нелинейна, т. е. μ проводника и окружающей его среды зависят от напряженности магнитного поля (напр., в катушке индуктивности с ферромагнитным сердечником), то значения $L = f(i)$, определенные из разных выражений, не совпадают. Общая ф-ла для И. замкнутого контура: $L = \frac{\mu_0}{4\pi i^2}\iiint\frac{\delta_1\delta_2}{l}dv_1\,dv_2$, где dv_1 и dv_2 — элементы объема проводника, составляющего рассматриваемую замкнутую цепь, l — расстояние между ними, δ_1 и δ_2 — плотности тока в соответствующих элементах объема, i — ток в цепи (рис. 1). При расчете И. следует различать $L_{\text{внеш}}$, определяющуюся потокосцеплением или энергией в диэлектрике, окружающем проводник с током, и $L_{\text{внутр}}$ — потокосцеплением в толще самого проводника. В практич. системе единиц (системе МКСА) И. измеряется в *гн*.

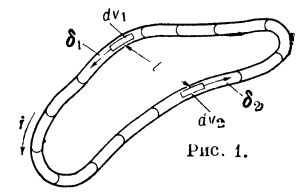


Рис. 1.

И. некоторых основных типов цепей. 1) И. ленточной линии длиной l (рис. 2, *а*) с диэлектрич. изоляцией толщиной h при малой толщине ленты ($a \ll h$) или при высокой частоте:

$$L = \mu_0\frac{h}{b}l\ \text{гн}.$$

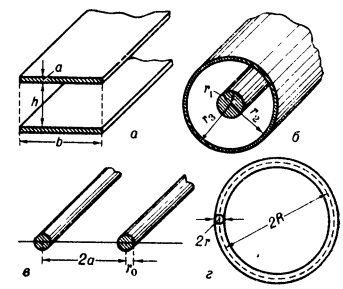


Рис. 2.

2) И. *коаксиального кабеля* длиной l (рис. 2, *б*) при условии тонкой внешней оболочки ($r_3 - r_2 \ll r_2$):

$$L = \frac{\mu_0 l}{2\pi}\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{\mu_0\mu}{8\pi}l = \frac{\mu_0 l}{2\pi}\left(\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{\mu}{4}\right).$$

Здесь первый член $L_{\text{внешн}}$ и второй — $L_{\text{внутр}}$, μ — магнитная проницаемость внутр. проводника.

3) И. *двухпроводной линии* (рис. 2, *в*):

$$L = \frac{\mu_0 l}{\pi}\ln\frac{2a}{r_0} + \frac{\mu_0\mu l}{4\pi} = \frac{\mu_0 l}{\pi}\left(\ln\frac{2a}{r_0} + \frac{\mu}{4}\right).$$

4) Индуктивность проводящего тора при $R \gg r$ (рис. 2, *г*)

$$L = \mu_0 R\,(\ln 8R/r - {}^{7}/_{4}\mu).$$

На высоких частотах, при наличии поверхностного эффекта, $L_{\text{внутр}}$ резко уменьшается. Для расчета И. коаксиального кабеля, двухпроводной линии и тора при различных частотах приведенные ф-лы заменяются соответственно на:

$$L = \frac{\mu_0 l}{2\pi}\left(\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{\zeta}{4}\right),$$

$$L = \frac{\mu_0 l}{\pi}\left(\ln\frac{2a}{r_0} + \frac{\zeta}{4}\right),$$

$$L = \mu_0 R\left(\ln\frac{8R}{r} - 2 + \frac{\zeta}{4}\right).$$

Здесь коэфф. $\zeta = \mu\xi$, $\xi = f(kr)$ (рис. 3), где $k = \sqrt{\omega\gamma\mu}$, r — радиус сечений провода, μ — магнитная проницаемость материала провода, γ — удельная проводимость, ω — угловая частота тока.

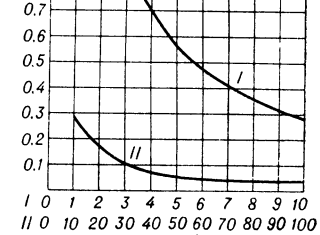


Рис. 3.

При высоких частотах (для $kr \geqslant 12$) $L_{\text{внутр}}$ прямолинейного провода постоянного сечения вычисляется

по ф-ле: $L_{\text{внутр}} = \frac{l}{\lambda}\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{2\gamma\omega}}$, где l — длина провода, λ — периметр его сечения.

Для проводов из ферромагнитного материала при условии высоких частот ($kr > 10$) внутр. И. может быть вычислена по приближенной ф-ле: $L_{\text{внутр}} = 0{,}84\,\frac{l}{\lambda}\sqrt{\frac{\mu_e}{2\gamma\omega}}$, где μ_e — магнитная проницаемость, определяемая по кривой намагничивания материала провода для напряженности магнитного поля $H = \frac{I}{\lambda}$ (I — действующее значение тока).

Лит.: Цейтлин Л. А., Индуктивности проводов и контуров, Л.—М., 1950. *В. М. Лавров.*

ИНДУКТИВНОСТЬ ВЗАИМНАЯ — свойство двух (или более) электрич. цепей образовывать общие потокосцепления взаимоиндукции, когда по одной из них течет ток. Количественно И. в. (статическая) $M_{12} = \psi_{12}/i_1$, где i_1 — ток в замкнутой цепи *1* и ψ_{12} — магнитный поток тока i_1, связанный с контуром *2* (рис. 1). Если по контуру *2* течет ток i_2 и магнитный поток этого тока, связанный с контуром *1*, будет ψ_{21}, то $M_{21} = \psi_{21}/i_2$.

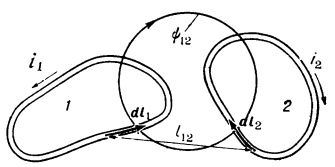


Рис. 1.

Общее выражение для И. в. двух контуров, у к-рых диаметр сечения проводов значительно меньше расстояний между ними, имеет вид: $M_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi}\oint\oint\frac{dl_1 dl_2}{l_{12}}$. Отсюда $M_{12} = M_{21} = M$ (M — алгебраич. величина). Если в контурах *1* и *2* токи и потокосцепления взаимоиндукции связаны линейно, то эдс взаимоиндукции в этих контурах будут:

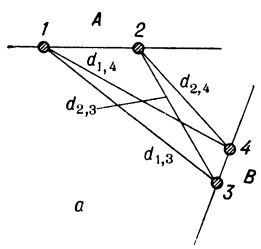
$$e_{M_1} = -M\frac{di_2}{dt}; \qquad e_{M_2} = -M\frac{di_1}{dt},$$

откуда

$$M = \left|e_{M_1}\Big/\frac{di_2}{dt}\right| = \left|e_{M_2}\Big/\frac{di_1}{dt}\right|.$$

В частных случаях для определения знака M может служить правило: M положительна, если положительные направления обходов в контурах (с к-рыми совпадают направления dl_1 и dl_2) составляют правовинтовую или левовинтовую систему с произвольно выбранным направлением общей силовой линии (т. е. чтобы при наличии в обоих контурах положит. токов i_1 и i_2 контуры «подмагничивали» бы друг друга). В противном случае M будет отрицательна.

И. в. двух пар параллельных проводов A и B (рис. 2, *а*): $|M| = \frac{\mu_0}{2\pi}\,l\cdot\ln\frac{d_{14}d_{23}}{d_{13}d_{24}}$.



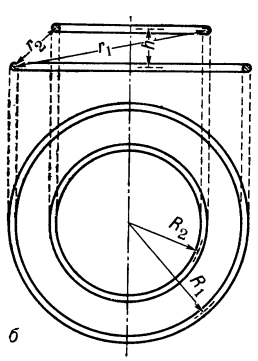


Рис. 2.

И. в. двух коаксиальных круговых контуров (рис. 2, *б*):

$$|M| = \mu_0\sqrt{R_1R_2}\left[\left(\frac{2}{k}-k\right)K - \frac{2}{k}E\right],$$

где K и E — полные эллиптич. интегралы первого и второго рода с модулем k, а $k^2 = \frac{r_1^2 - r_2^2}{r_1^2} = \frac{4R_1R_2}{(R_1+R_2)^2+h^2}$.

Лит. см. при ст. *Индуктивность*. *В. М. Лавров.*

ИНДУКТИВНЫЙ ДАТЧИК — преобразователь механической величины (перемещения, угла поворота, усилия) в изменение индуктивности. Основными элементами И. д. являются катушка индуктивности и подвижный якорь, управляющий величиной *магнитного сопротивления*. Обычно применяются сдвоенные И. д., включенные в дифференциальную схему (рис. 1 и 2). Такие устройства более чувствительны и требуют меньших усилий для перемещения якоря. Различные типы И. д. см. [1—4], наиболее распространенные показаны на рис. 1 и 2.

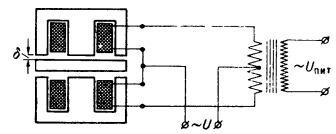


Рис. 1. Индуктивный датчик с переменным воздушным зазором.

И. д. с переменным зазором (рис. 1) применяются для малых перемещений от долей μ до 3—5 *мм*. Индуктивность одной половины И. д. $L \approx \frac{W^2}{2\delta}S\mu_0$ *гн*, где W — число витков, δ — зазор в *см* (переменная величина), S — площадь полюсного наконечника в *см*^{2}, $\mu_0 = 1\,256\cdot 10^{-8}$. Линейность характеристики $U = f(\Delta\delta)$ обеспечивается в пределах изменения δ на $\pm 20\%$. Приведенная ф-ла дает хорошее приближение при $\delta \ll \sqrt{S}$. При частоте питания не выше 50 *гц* и индукции в железе до 5 *кгс* допускается изготовление ярма и якоря из сплошного материала.

И. д. соленоидного типа применяется для перемещений от 3 до 50 *мм*. Обмотка такого И. д. может быть отделена от якоря герметич. трубкой из немагнитного материала (рис. 2). Схема рис. 2 обеспечивает получение на выходе постоянного напряжения [включение дополнит. диодов (пунктир) дает двухполупериодное выпрямление].

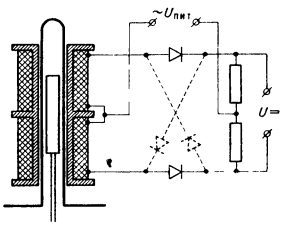


Рис. 2. Индуктивный датчик соленоидного типа.

Для преобразования в индуктивность перемещений маломощн. устройств, например подвижных элементов измерит. приборов, применяются И. д., работающие на высокой частоте (5—60 *Мгц*); управляемые немагнитным экраном. Они выполняются обычно в виде 2 плоских катушек, между к-рыми перемещается тонкий алюминиевый флажок [5].

Лит.: 1) Агейкин Д. И. [и др.], Руководство по проектированию элементов автоматики, вып. 1, М., 1957; 2) Агейкин Д. И., Костина Е. П., Кузнецова Н. Н., Датчики систем автоматического контроля и регулирования, М., 1959; 3) Дмитриев Е. И., Измерение малых перемещений индуктивным методом, М.—Л., 1945; 4) Измерение механических величин электрическими методами, под ред. Н. И. Пригоровского, М., 1952, с. 42; 5) Ерофеев А. В., Электронные приборы теплового контроля и регулирования, М.—Л., 1951. *Д. П. Агейкин.*

ИНДУКЦИОННАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА (индукционные измерительные приборы) основана на возникновении вращающего момента на подвижной части измерит. прибора (представляющей собой диск или цилиндр из электропроводящего материала) при воздействии на нее двух и более переменных магнитных потоков, сдвинутых в пространстве и по фазе.

Вращающий момент пропорционален частоте тока, произведению магнитных потоков, пересекающих подвижную часть, и sin угла сдвига их фаз, а также уд.

проводимости материала подвижной части (обычно алюминия). Различают однопоточные и многопоточные И. и. с. В однопоточных системах магнитные потоки создаются одной и той же обмоткой, для получения необходимого сдвига фаз на пути одного из них помещается экран — короткозамкнутый виток из электропроводящего материала. В многопоточных системах имеется неск. обмоток.

И. и. с. отличается узким диапазоном частот, сравнительно высокой температурной погрешностью и практически не применяется в приборах с непосредственным отсчетом. Широкое применение индукционная система получила в счетчиках электрической энергии переменного тока, где она обеспечивает достаточную надежность, точность и простоту конструкции.

Лит. см. в ст. *Счетчик электрической энергии.*

ИНДУКЦИОННАЯ МАШИНА — см. *Асинхронная машина.*

ИНДУКЦИОННЫЙ НАГРЕВ — нагрев твердых, жидких и газообразных тел электрич. токами (проводимости или смещения), индуктированными в них переменными магнитным или электрич. полями. В узком смысле И. н. наз. нагрев переменным магнитным полем. Устройство для И. н. представляет собой обмотку, наз. индуктором, питающуюся переменным током. Нагреваемое тело помещается в переменное магнитное поле индуктора. Индукционные печи такого рода изготавливаются мощностью от неск. *кет* до тысяч *кет* и применяются для термообработки (закалка и отпуск), нагрева перед механич. обработкой и плавки металлов и сплавов. И. н. применяется также для спекания металлокерамич. изделий, вытягивания монокристаллов, зонной очистки полупроводниковых материалов (см. *Зонная плавка*), нагрева металлич. деталей в вакуумных приборах. Меняя частоту поля, можно менять глубину проникновения циркулирующих в нагреваемом объекте токов (см. *Поверхностный эффект*). При низких частотах выделение тепла осуществляется на большой глубине внутри тела, при высоких частотах — в тонком поверхностном слое. «Сквозной» нагрев (прогрев всего сечения тела) осуществляется для сквозной закалки, ковки, штамповки, спекания; поверхностный — для поверхностной закалки. Соответственно питание индукционных установок может осуществляться на частотах от 500 *гц* до десятков *Мгц*. При повышенных частотах (500—8 000 *гц*) обычно применяется вращающийся электромашинный генератор, при высоких — ламповые генераторы. В установках И. н. активная мощность значительно меньше реактивной, поэтому в каждой индукционной установке имеется конденсаторная батарея (рис. 1), образующая с индуктивностью колебат. контур, в котором циркулирует реактивная мощность. При И. н. в нагреваемых телах концентрируются большие мощности (до сотен *вт* на 1 *см*^{2} поверхности), что обеспечивает получение высоких темп-р (до 2 000°С) и быстроту нагрева. При избират. нагреве и, в частности, в случае поверхностной закалки нагрев длится секунды, тепло не успевает распространяться внутрь тела, что уменьшает расход электроэнергии по сравнению со сквозным нагревом.

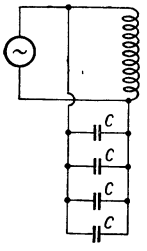


Рис. 1.

Существуют универсальные лабораторные плавильные установки с ламповыми генераторами для плавки малых порций металлов или сплавов (от 50 *г* до неск. *кг*) в вакууме или защитной атмосфере инертного газа. В вакуумных печах высокой частоты индуктор располагается вне вакуума, в этом случае тигель с металлом помещается в кварцевую трубу, вставляемую в индуктор. При повышенных частотах вся печь помещается в герметичный кожух и вакуумируется. Нек-рые печи выполняются вакуумно-компрессионными, т. е. могут работать и с вакуумом, и с газовым наполнением при высоких давлениях (десятки *атм*). Промышленные печи для плавления стали не имеют сердечников и работают на повышенных частотах (рис. 2, *а*). Рабочее пространство может быть заполнено нейтральными газами или вакуумом. Для плавления цветных металлов применяются печи с ферромагнитным магнитопроводом — сердечником, работающие на нормальной частоте (рисунок 2, *б*).

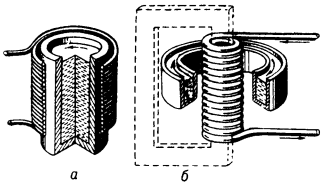


Рис. 2.

Нагревательные высокотемпературные печи для нагрева непроводящих материалов имеют нагреватели из вольфрамовых или графитовых колец, помещаемых между индуктором и нагреваемым объектом. Кольца нагреваются индукционным методом, а передача тепла от них к нагреваемому телу осуществляется излучением.

Широкое распространение получил т. н. диэлектрич. нагрев непроводящих материалов. В этом случае нагреват. камера представляет собой конденсатор и нагрев осуществляется токами смещения, возникающими в диэлектрике при помещении его в быстропеременное электрич. поле. Нагрев производится обычно на частотах в 1—10 *Мгц*. Преимуществом такого метода является более равномерное распределение тепла по всему нагреваемому объему.

Лит.: 1) Бабат Г. И., Индукционный нагрев металлов и его промышленное применение, М.—Л., 1946; 2) Вологдин В., Поверхностная индукционная закалка, М., 1947; 3) Электрические промышленные печи, под ред. А. Д. Свенчанского, М.—Л., 1948; 4) Донской А. В., Рамм Г. С., Вигдорович Ю. Б., Высокочастотные электротермические установки с ламповыми генераторами, М.—Л., 1957; 5) Вайнберг А. М., Индукционные плавильные печи, М.—Л., 1960; 6) Лейканд М. С., Конструкции индукционных вакуумных электропечей и их узлов, М.—Л., 1960; 7) Каталоги Центрального ин-та н.-технич. информации электротехнич. пром-сти и приборостроения, вып. № 6325, 6327, 6329, 6331, 6341, 6364, 6381, 6420, М., 1958—60.

А. Д. Свенчанский.

ИНДУКЦИОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ — см. *Бетатрон.*

ИНДУКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ — предположение о том, что наличие полярной связи в молекуле может в результате электростатич. индукции вызвать смещение электронов (поляризацию) вдоль цепи связанных атомов. И. э. используют для объяснения изменения свойств молекулы при введении полярных заместителей. Напр., уксусная кислота является слабой кислотой с константой диссоциации $K = 1{,}76 \cdot 10^{-5}$. Замена атомов Н метильной группы на сильно электроотрицательные атомы Cl приводит к образованию моно-, ди- и трихлоруксусной кислот с константами диссоциации $1{,}4 \cdot 10^{-3}$, $3{,}32 \cdot 10^{-2}$ и $2 \cdot 10^{-1}$. Предполагается, что переход от слабой уксусной к сильной трихлоруксусной кислоте вызывается смещением электронов по направлению к электроотрицательному атому Cl, что обусловливает более легкое отделение протона и диссоциацию молекулы. В водном растворе изменение энтальпии при диссоциации уксусной кислоты составляет 0,11 *ккал/моль*, а при диссоциации монохлоруксусной — 1,12 *ккал/моль*. Замена атомов Н в уксусной кислоте на неполярные или слабополярные углеводородные радикалы мало влияет на величину K. И. э. быстро убывает с удалением от полярного заместителя. Так, чем дальше атом Cl от группы COOH, тем меньше его влияние на значение K (табл.).

Кислота	$K \cdot 10^{-5}$
Масляная $CH_3CH_2CH_2COOH$	1.54
Хлормасляная (α) $CH_3CH_2CHClCOOH$	139
» (β) $CH_3CHClCH_2COOH$	8,9
» (γ) $CH_2ClCH_2CH_2COOH$	3,0

Я. К. Сыркин.

ИНДУКЦИЯ — термин, употребляемый в теории электричества и магнетизма в 4 разных значениях: 1) Процесс наведения электрич. зарядов в проводящих и диэлектрич. телах, помещенных в электрич. поле, без сообщения этим телам заряда извне — электростатич. И., а также процесс намагничивания тел во внешнем магнитном поле — магнитная И. 2) Физич. величины, к-рые наряду с напряженностями электрич. и магнитного полей описывают эти поля, также наз. электростатич. индукцией (старый термин — «смещение») и магнитной индукцией. Они отличаются от напряженностей соответствующих полей только при наличии электрич. или соответственно магнитной поляризации среды, т. е. если имеет место процесс электростатич. или магнитной И. 3) Процесс, описывающий возникновение электрич. тока в проводнике, движущемся в магнитном поле или покоящемся в переменном магнитном поле (электромагнитная И., фарадеева И.). 4) Униполярная И. — возникновение электродвижущей силы при движении намагниченного тела.

Индукция электростатическая. а) При внесении проводника в электрич. поле под действием этого поля происходит перемещение входящих в состав проводника электронов, способных свободно передвигаться. Перемещение происходит до тех пор, пока при новом распределении зарядов электрич. поле этих зарядов не скомпенсирует полностью внешнее поле, т. е. пока суммарное электрич. поле внутри проводника не станет равным нулю. В результате нейтральное в целом, как и до того, проводящее тело на отдельных участках поверхности приобретает индуцированный заряд. В отличие от проводников, в *диэлектриках* входящие в состав их атомов заряды при наложении электрич. поля лишь немного смещаются друг относительно друга, образуя электрич. диполи, моменты к-рых пропорциональны внешнему полю и различны для разных молекул; у диэлектриков с полярными молекулами во внешнем электрич. поле возникает преимущественная ориентация диполей вдоль поля. Это явление наз. *поляризацией диэлектрика*. Ее мерой служит вектор поляризации $\boldsymbol{P}$, к-рый определяется как суммарный электрич. момент единицы объема диэлектрика: $\boldsymbol{P} = \sum \boldsymbol{p}/V$, где $\boldsymbol{p}$ — электрич. момент отдельной молекулы, а суммирование производится по всем молекулам, входящим в объем V. Существуют тела, обладающие нек-рым начальным $\boldsymbol{P}_0$, не зависящим от внешнего поля, — *сегнетоэлектрики*.

Для малых полей и изотропного вещества, не обладающего сегнетоэлектрич. свойствами, $\boldsymbol{P}$ пропорционально напряженности поля $\boldsymbol{E}$, т. е.: $\boldsymbol{P} = \varkappa_e \boldsymbol{E}$, где $\varkappa_e$ наз. коэфф. поляризации или электрич. восприимчивостью (в анизотропных телах $\varkappa_e$ — трехмерный тензор).

б) В электродинамике наряду с вектором поляризации $\boldsymbol{P}$ рассматривается вектор электрич. И. $\boldsymbol{D}$

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}_0 + \lambda \boldsymbol{P}. \qquad (1)$$

Первая часть выражения (1) в отсутствие $\boldsymbol{P}_0$ соответствует случаю вакуума и равна $\boldsymbol{E}$ (в системе единиц МКС считают $D_0 = \varepsilon_0 E$, где ε_0 — диэлектрич. проницаемость вакуума, отличная от единицы); вторая совпадает с поляризацией $\boldsymbol{P}$ с точностью до численного множителя $\lambda = 4\pi$.

Из выражения (1) следует $\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E}$, где $\varepsilon = 1 + 4\pi\varkappa_e$ (в системе МКС $\varepsilon_0 = 1, \lambda = 4\pi$ и $\varepsilon = \varepsilon_0 + \lambda\varkappa_e$). Коэфф. пропорциональности ε наз. диэлектрич. проницаемостью среды.

Индукция магнитная. а) В каждом атоме при помещении в магнитное поле изменяется характер движения электронов и возникает магнитный момент (обратный полю). Кроме того, и свободно движущиеся электроны в проводнике во внешнем магнитном поле $\boldsymbol{H}$ образуют суммарный ток, создающий магнитный момент (*Ландау диамагнетизм*, диамагнетизм сверхпроводников). Во многих веществах атомы обладают постоянными магнитными диполями, образованными движущимися вокруг ядра электронами. В свою очередь, каждый электрон имеет свой магнитный момент (соответствующий спину электрона). В результате при помещении тела в магнитное поле происходит магнитная поляризация, аналогичная соответствующему процессу в диэлектрике (процесс магнитной И.). Мерой поляризации служит намагниченность $\boldsymbol{I}$, к-рая определяется как суммарный магнитный момент единицы объема $\boldsymbol{I} = \varkappa_m \boldsymbol{H}$, где $\varkappa_m$ — константа вещества, наз. объемной магнитной восприимчивостью. Для ферромагнетиков намагниченность $\boldsymbol{I}$ зависит от поля нелинейно.

б) Характеристикой намагничивания является также вектор магнитной И. $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H} + 4\pi\boldsymbol{I}$. В изотропных телах (с линейной зависимостью $\boldsymbol{I}$ от $\boldsymbol{H}$) $\boldsymbol{B} = (1 + 4\pi\varkappa_m)\boldsymbol{H} = \mu\boldsymbol{H}$, где $\mu = 1 + 4\pi\varkappa_m$ — магнитная проницаемость вещества.

Можно сказать, что в результате векторного сложения внешнего поля с добавочным полем, образованным индуцированными магнитными моментами, образуется неоднородное микроскопич. поле. Средняя напряженность этого поля и есть магнитная И. $\boldsymbol{B} = \overline{\boldsymbol{H}}_{\text{микро}}$. Она совпадает с $\boldsymbol{H}$ в вакууме, т. е. в отсутствие поляризации. В системе единиц МКС принимают, что μ в вакууме не равно единице. Тогда $\boldsymbol{B}$ связана с напряженностью магнитного поля ур-нием

$$\boldsymbol{B} = (\boldsymbol{H} + \lambda \boldsymbol{I})\mu_0 \equiv (1 + \lambda\varkappa_m)\mu_0 \boldsymbol{H} = \mu \boldsymbol{H}, \qquad (2)$$

где $\lambda = 4\pi$, а μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

Индукция электромагнитная. Одним из основных положений, на к-рых основаны ур-ния электромагнитного поля — *Максвелла уравнения*, является закон электромагнитной индукции Фарадея.

Пусть имеется произвольная поверхность S, ограниченная контуром L. Поверхностный интеграл

$$\int_S \boldsymbol{B} n dS = \Phi \qquad (3)$$

является потоком вектора магнитной И. через поверхность S ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности S). Рассмотрим также интеграл по замкнутому контуру L,

$$\oint_L \boldsymbol{E} d\boldsymbol{L}, \qquad (4)$$

обычно наз. электродвижущей силой (эдс).

Всякое изменение потока вектора магнитной индукции Φ, проходящего через произвольную поверхность S, вызывает в ограничивающем ее контуре эдс $\mathscr{E}$, равную по величине этому изменению, причем направление эдс составляет с направлением магнитного потока левовинтовую систему (учитывается знаком минус):

$$\oint \boldsymbol{E} d\boldsymbol{L} = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int \boldsymbol{B} n dS, \qquad (5)$$

или

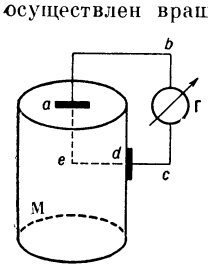
$$\mathscr{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \Phi}{\partial t}. \qquad (6)$$

В постоянном магнитном поле изменение потока через поверхность может быть связано только с движением контура L. При пересечении контуром линий магнитной И. в нем будет наводиться электрич. ток. При движении вдоль линий И. поток через поверхность, ограниченную контуром, меняться не будет.

У н и п о л я р н а я и н д у к ц и я — возникновение эдс при вращении намагниченного тела. Статич. магнитное поле, созданное в системе, связанной с телом, порождает в системе координат, относительно к-рой тело движется, также и электрич. поле, как это следует из ф-л преобразования полей по теории относительности (см. *Лоренца преобразования*, *Максвелла уравнения*). Пусть в покоящейся относительно намагниченного тела системе координат напряженность электрич. поля и магнитная индукция равны $\boldsymbol{E}=0$ и $\boldsymbol{B}\neq 0$. В лабораторной системе, движущейся относительно первой со скоростью $\boldsymbol{v}$, можно получить напряженность электрич. поля $\boldsymbol{E}'$ с помощью ф-лы преобразования полей (мы отбрасываем множитель $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, ограничиваясь членами 1-го порядка относительно v/c)

$$\boldsymbol{E}'\approx -\frac{1}{c}[\boldsymbol{vB}]. \qquad (7)$$

Простейший униполярный индуктор может быть осуществлен вращением намагниченного цилиндрич. проводника вокруг его оси (см. рис.). Если при помощи 2 скользящих контактов (a и d) присоединить к цилиндрич. магниту M неподвижный проводник $abcd$, то при вращении магнита по нему потечет электрич. ток. Действительно, согласно (7) неподвижный наблюдатель должен зарегистрировать в каждой точке тела электрич. поле напряженности $-\frac{1}{c}[\boldsymbol{vB}]$.



Эдс между контактами дается согласно (4) интегралом по к.-л. воображаемому неподвижному контуру (дополняющему внешний материальный контур $abcd$, на к-ром $\boldsymbol{B}=0$ и интеграл исчезает), соединяющему точки a и d

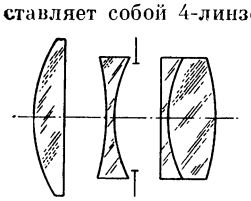
$$\mathcal{E}=-\frac{1}{c}\int\limits_{ned}[\boldsymbol{vB}]\,d\boldsymbol{L}=-\frac{1}{c}\int\limits_{aed}\boldsymbol{B}[d\boldsymbol{L}\boldsymbol{r}], \qquad (8)$$

где $d\boldsymbol{L}$ — элемент длины, а $\boldsymbol{r}$ — скорость этого элемента (разная для точек на разных расстояниях от оси вращения). Эта эдс создает ток в проводе, к-рый может быть зарегистрирован прибором Γ.

Лит.: 1) З о м м е р ф е л ь д А., Электродинамика, пер. с нем., М., 1958; 2) Т а м м И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957; 3) Л а н д а у Л. Д. и Л и ф ш и ц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1957; 4) А л ь ф в е н Х., Космическая электродинамика, пер. с англ., М., 1952.

А. А. Власов.

ИНДУСТАР — один из совр. типов фотографич. объективов-*анастигматов*, выпускаемых в СССР. Представляет собой 4-линзовую систему, в к-рой 2 линзы простые, а 2 склеенные. И. обладает достаточно хорошим исправлением всех аберраций (см. *Аберрации оптических систем*). И. используются в фотографич. камерах широкого применения, в репродукционных, киносъемочных и других установках. В соответствии с назначением И. изготовляются с фокусными расстояниями от 50 *мм* до 1 200 *мм*, с относительными отверстиями (см. *Объектив*) от 1 : 9 до 1 : 2,8, применительно к разным форматам снимка. Объективы этого типа выпускаются за рубежом под разными названиями («Тессар» и др.).



Лит.: Л а н а у р и А. А., Фотографическая оптика, М., 1955.

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (в ы н у ж д е н н о е и з л у ч е н и е). Излучение фотона частицей вещества (атомом, молекулой) может происходить либо спонтанно (т. н. *спонтанное излучение*), т. е. независимо от внешнего электромагнитного поля, либо индуцироваться внешним электромагнитным полем (И. и.). При этом вероятность И. и. фотона данной частоты, направления и поляризации в системе, где уже имеются N таких фотонов, оказывается пропорциональной N и в N раз превышает вероятность спонтанного излучения. Фактор $N+1$ в суммарной вероятности испускания частиц характерен не только для фотонов, но и для любых частиц, подчиняющихся *Бозе—Эйнштейна статистике*.

Впервые И. и. было постулировано Эйнштейном, показавшим, что его существование (наряду с поглощением и спонтанным излучением) необходимо предположить для объяснения теплового равновесия в системе многих частиц, испускающих и поглощающих электромагнитную энергию. Существование И. и. можно вывести из классич. электродинамики, решая задачу о взаимодействии осциллирующего диполя с внешним электромагнитным полем. При благоприятной разности фаз между колебаниями электромагнитного поля и диполя последний может не только поглощать, но и отдавать энергию полю. Однако наиболее последовательную трактовку И. и. находит лишь в *квантовой электродинамике*, где его существование естественно вытекает из решения нестационарной задачи взаимодействия квантового объекта (атома, молекулы и т. п.) с внешним электромагнитным полем. При этом вероятность излучения кванта определяется квадратом матричного элемента перехода, при к-ром число квантов данной частоты ω, направления $\boldsymbol{n}$ и поляризации σ увеличивается на единицу. Оператор рождения фотона $a^{+}_{\omega,\boldsymbol{n},\sigma}$, от к-рого берется матричный элемент по числам заполнения $N_{\omega,\boldsymbol{n},\sigma}$, имеет отличные от нуля матричные элементы с индексами N и $N+1$; причем эти элементы пропорциональны $\sqrt{N+1}$. Отсюда при возведении в квадрат получаются 2 члена: пропорциональный N (характеризующий И. и.) и не зависящий от N (описывающий спонтанное излучение).

И. и. обладает рядом особенностей, к-рые в последнее время нашли практич. применение в т. н. *квантовых генераторах* и *квантовых усилителях*. Во-первых, частота излученного кванта под действием внешнего монохроматич. поля в точности совпадает с частотой внешнего поля. Во-вторых, направление распространения и поляризации излученного фотона совпадает с направлением распространения и поляризацией внешнего электромагнитного поля, вызывающего излучение. Это приводит к тому, что излучения отдельных элементарных излучателей, находящихся под воздействием общего внешнего поля, будут к о г е р е н т н ы м и.

Вероятность w_{mn} (ν) перехода в единицу времени частицы с энергетич. уровня E_m на уровень E_n, сопровождающаяся И. и., связана с *Эйнштейна коэффициентом* индуцированного перехода B_{mn} соотношением

$$w_{mn}(\nu)\sim B_{mn}\rho_\nu,$$

где ρ_ν — плотность энергии частоты внешнего электромагнитного поля. Последняя может быть связана с плотностью фотонов n_ν данной частоты ν

$$\rho_\nu=h\nu\cdot n_\nu,$$

а

$$w_{mn}(\nu)\sim B_{mn}h\nu n_\nu.$$

И. и., обусловленное переходами частиц между дискретными уровнями энергии, носит резонансный

характер, в силу чего вероятность перехода $w_{mn}(\nu)$ заметно отличается от нуля лишь в малой области частот вблизи частоты $\nu_{mn} = (E_m - E_n)/h$. Зависимость $w_{mn}(\nu)$ от ν определяется т. н. формфактором линии излучения $S(\nu,\nu_{mn})$, так что

$$w_{mn} = B_{mn}\rho_\nu S(\nu, \nu_{mn}).$$

Вероятность обратного процесса — резонансного поглощения кванта электромагнитной энергии — в точности равна вероятности И. и. Поэтому при взаимодействии с внешним электромагнитным полем системы частиц, часть из к-рых (N_m) находится на более высоком энергетич. уровне (E_m), а часть (N_n) — на более низком (E_n), полная мощность электромагнитной энергии P_ν, излучаемой частицами, зависит от разности $N_m - N_n$

$$P_\nu = h\nu w_{mn}(\nu)(N_m - N_n).$$

При прохождении электромагнитной энергии через вещество будет наблюдаться излучение электромагнитной энергии веществом ($P_\nu > 0$) или ее поглощение ($P_\nu < 0$) в зависимости от того, на каком уровне энергии больше частиц: на более высоком или на более низком. Если $N_m > N_n$, то $P_\nu > 0$, и в таком случае будет иметь место увеличение числа фотонов, т. е. электромагнитной энергии, за счет И. и. вещества. В силу свойств И. и., испущенные веществом фотоны полностью подобны фотонам внешней электромагнитной волны, а число излученных фотонов (излученная энергия) пропорционально числу внешних фотонов (энергии внешнего электромагнитного поля). Т. о., при $N_m > N_n$ будет происходить усиление электромагнитных колебаний, проходящих через вещество, т. е. увеличение их мощности без изменения других характеристик. Этот принцип усиления лежит в основе квантовых усилителей. Если в такой системе частиц разность $N_m - N_n$ настолько велика, что случайно попавший в нее фотон может вызвать излучение нескольких фотонов прежде, чем сам покинет систему, то такая система способна к самоподдержанию электромагнитных колебаний и является квантовым генератором. На этом основано действие т. н. *оптических генераторов*, к-рые благодаря И. и. являются источником излучения с исключительно высокой степенью монохроматичности, а когерентность излучения отдельных атомов или молекул позволяет реализовать практически любую степень направленности генерируемого оптич. излучения.

В термодинамически равновесных системах всегда $N_m < N_n$, если только $E_m > E_n$. Поэтому генерация и усиление электромагнитных волн на основе И. и. возможна лишь в термодинамически неравновесных системах.

Лит.: 1) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 2 изд., М.—Л., 1949; 2) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 3) Гордн В., Смит В. и Трамбарулло Р., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1955; 4) Ахиезер А. И. и Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 5) Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959.

А. Н. Ораевский.

ИНЕРТНАЯ МАССА — см. *Масса.*

ИНЕРТНЫЕ ГАЗЫ (благородные газы, редкие газы) — химич. элементы нулевой группы периодич. системы Менделеева: *гелий* He, *неон* Ne, *аргон* Ar, *криптон* Kr, *ксенон* Xe, *радон* Rn. В природе И. г. встречаются в атмосфере и в газах земной коры. Для атомов И. г. характерно наличие устойчивых внешних электронных слоев (у He — 2 электрона, у остальных И. г. во внешнем слое — 8). Химич. соединений с ионной и ковалентной связью И. г. не дают. Получены молекулярные соединения типа $R \cdot 6H_2O$, $R \cdot Hg$, $R \cdot 3C_6H_5OH$, $R \cdot CH_3C_6H_5$ и т. п. (где R—Ar и другие тяжелые И. г.). При низких темп-рах тяжелые И. г. образуют твердые растворы с CH_4, H_2S, HCl, HBr и др. О физич. свойствах и применении И. г. см. соответствующие статьи.

ИНЕРЦИАЛЬНАЯ СИСТЕМА ОТСЧЕТА — любая система отсчета, в к-рой справедлив закон инерции, т. е. тело, не подверженное действию сил, сохраняет свою скорость по величине и направлению. И. с. о. играют важную роль в совр. физике, т. к. все законы физики одинаковы в любой И. с. о. (т. н. принцип относительности). Поэтому все И. с. о. физически равноправны. Класс И. с. о. можно получить, исходя из к.-л. одной И. с. о., путем следующих возможных преобразований: сдвига начала координат в трехмерном пространстве или начала отсчета времени; поворота осей координат в трехмерном пространстве; перехода к к.-л. системе отсчета, движущейся с постоянной скоростью относительно первоначальной. Любые из названных преобразований могут быть выполнены последовательно в произвольном порядке; при этом мы получаем все возможные И. с. о.

Для того чтобы задать весь класс И. с. о., достаточно задать группу преобразований пространственных координат и времени, позволяющих переходить от описания явления в одной к.-л. И. с. о. к описанию того же явления в любой другой. Такой группой для скоростей тел и скоростей относительного движения И. с. о., малых по сравнению со скоростью света, будет неоднородная группа Галилея; при скоростях же, сравнимых со скоростью света, — неоднородная группа Лоренца (см. *Галилея преобразования*, *Лоренца преобразования*). Равноправность всех И. с. о. является отражением глубоких свойств пространства-времени — его однородности и изотропности. Математически такая эквивалентность означает инвариантность законов природы относительно неоднородной группы Лоренца.

Следствием эквивалентности И. с. о. является существование законов сохранения импульса, энергии и момента количества движения, а также сохранения состояния движения центра масс для замкнутой системы. Перечисленные законы сохранения имеют место лишь в И. с. о. В релятивистском случае законы сохранения имеют место лишь в том случае, если в баланс включается соответствующая величина, присущая полю. Так, напр., при наличии электромагнитного поля и заряженных частиц закон сохранения энергии имеет место только при учете энергии поля.

Понятие И. с. о. является абстракцией. Приближенно реализовать И. с. о. можно на основе закона постоянства скорости движения центра масс замкнутой системы. Приняв центр масс системы, с достаточной точностью являющейся замкнутой, за начало координат и используя для ориентации осей координат тела столь удаленные, что в течение достаточно большого времени мы можем считать их покоящимися относительно начала, получим систему отсчета, инерциальную с той точностью, с к-рой избранная система является замкнутой, а удаленные тела — неподвижными. Так получается солнечная система отсчета, начало координат к-рой совпадает с центром масс солнечной системы (практически с центром масс Солнца), а координатные оси ориентируются по удаленным звездам. Солнечная система отсчета с огромной степенью точности является инерциальной. Однако для многих явлений инерциальной можно считать уже систему отсчета, связанную с Землей. Т. о., реально используемые системы отсчета, к-рые для одних явлений могут считаться с достаточной точностью инерциальными, не будут такими для других.

Положение усложняется, когда в расчет должны приниматься физич. поля (даже оставляя в стороне поле тяготения), т. к. при определении центра масс системы нужно учитывать массу (энергию), присущую полям. Наконец, еще сложнее те случаи, когда необходим строгий учет полей тяготения в общей теории относительности. Теория относительности показывает, что при наличии поля тяготения не существует системы отсчета, инерциальной во всем пространстве. Однако в достаточно малой области пространства и в течение конечного промежутка времени можно ввести местную И. с. о., т. н. локально-галилееву систему отсчета. Слабое гравитационное поле допускает приближенное рассмотрение в рамках спец. теории относительности. В этом случае существует И. с. о. для всего пространства-времени. Такое приближенное рассмотрение применимо к очень важному случаю Солнечной системы.

Лит.: 1) Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, М., 1955; 2) Ландау Л. и Лифшиц Е., Теория поля, 3 изд., М.—Л., 1960 (Теоретическая физика, т. 2).

В. В. Судаков.

ИНЕРЦИИ ЗАКОН — см. *Динамика*, *Ньютона законы механики*.

ИНЕРЦИИ СИЛЫ — см. *Сила инерции*.

ИНЕРЦИЯ (или инертность) в механике — свойство материальных тел, находящее отражение в 1-м и 2-м законах механики. Когда внешние воздействия на тело (силы) отсутствуют или взаимно уравновешиваются, И. проявляется в том, что тело сохраняет неизменным состояние своего движения или покоя по отношению к т. н. инерциальной системе отсчета. Если же на тело действует неуравновешенная система сил, то свойство И. сказывается в том, что изменение состояния покоя или движения тела, т. е. изменение скоростей его точек, происходит постепенно, а не мгновенно; при этом движение изменяется тем медленнее, чем больше И. тела. Мерой И. тела является его масса.

Термин «И.» применяют еще по отношению к различным приборам, понимая под И. прибора его свойство показывать регистрируемую величину с нек-рым запаздыванием. *С. М. Тарг.*

ИНЖЕКЦИЯ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ — проникновение избыточных электронов в дырочный полупроводник или избыточных дырок в электронный полупроводник через p—n-переход или через область объемного заряда у контакта с металлом. И. н. н. з. в п. вызывается внешним электрич. полем и нарушает равновесное распределение носителей заряда на расстоянии порядка длины диффузии $L_{\text{дифф}} = \sqrt{D\tau}$ (при достаточно слабых внешних полях) или длины дрейфа $L_{\text{др}} = \mu E\tau$ (если напряженность электрич. поля, создаваемого вне приконтактной области объемного заряда, $E \gg kT/qL_{\text{дифф}}$). Здесь и далее μ — подвижность, D — коэффициент диффузии, τ — рекомбинационное время жизни неравновесных носителей заряда, $\tau_{\text{м}} = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma_{\text{ос}}}$ — максвеллово время релаксации объемного заряда, ε — диэлектрич. проницаемость, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная темп-ра, q — заряд электрона, $n_{\text{ос}}$ — концентрация основных носителей заряда, $\sigma_{\text{ос}} = q\mu_{\text{ос}}n_{\text{ос}}$ — проводимость, обусловленная основными носителями заряда. Инжекция осуществляется в тех случаях, когда $L_{\text{дифф}}$ или $L_{\text{др}}$ больше длины Дебая $L_{\text{деб}} = \sqrt{\varepsilon kT/4\pi q^2 n_{\text{ос}}}$, определяющей протяженность приконтактной области объемного заряда в полупроводнике. При слабых полях, когда И. н. н. з. в п. имеет диффузионный характер, условию инжекции $L_{\text{дифф}} \gg L_{\text{деб}}$ соответствует $\tau \gg \tau_{\text{м}}$.

При контакте двух твердых тел с разной *работой выхода* появляются диффузионные потоки подвижных носителей заряда. Поскольку эти потоки сопровождаются переносом заряда, в окрестности общей границы тел возникает *контактная разность потенциалов*. Связанное с ней электрич. поле создает встречный ток проводимости, компенсирующий в условиях термодинамич. равновесия диффузионные потоки подвижных носителей заряда. Длины Дебая в полупроводниках характеризуют протяженности областей объемного заряда, в к-рых происходит падение контактной разности потенциалов и где концентрации носителей отличны от их значений в объеме. На рис. 1 качественно показаны распределения потенциала ψ и концентраций электронов n и дырок p на контакте полупроводников p- и n-типа (на p—n-переходе), к к-рому не приложена внешняя разность потенциалов.

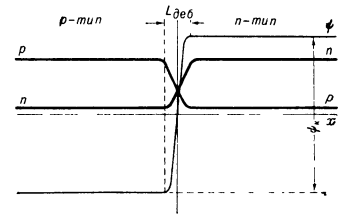


Рис. 1.

В случае контакта двух полупроводников с одинаковым типом проводимости избыточные носители заряда и при наложении внешнего поля не проникают на расстояния, превышающие по порядку величины длину Дебая, т. к. увеличение концентрации носителей необходимо сопровождалось бы появлением объемного заряда. При наложении на контакт двух полупроводников с разным типом проводимости внешнего электрического поля, понижающего разность потенциалов на контакте, избыточные электроны, втекающие из области n-типа в область p-типа (а также избыточные дырки, втекающие из области p-типа в область n-типа), не создают объемного заряда, т. к. их заряд экранируется избыточными дырками (соответственно, — электронами), притягиваемыми полем из объема полупроводника. Тем самым создается возможность для беспрепятственного перемещения неосновных носителей заряда путем биполярной диффузии (см. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*), если внешнее поле не проникает в глубь полупроводника, или же путем дрейфа, если приложенная разность потенциалов не падает целиком на контакте. Поскольку движение неосновных носителей заряда не тормозится встречным полем, глубина их проникновения ограничена только процессом рекомбинации и равна либо $L_{\text{дифф}} = \sqrt{D\tau}$, либо $L_{\text{др}} = \mu E\tau$. На рис. 2 качественно показано распределение ψ, n и p на p — n-переходе при положительном смещении ($\psi_k + V < \psi_k$). Инжекция электронов в полупроводник p-типа и инжекция дырок в полупроводник n-типа происходит на расстояния L_n и L_p.

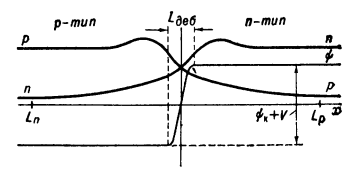


Рис. 2.

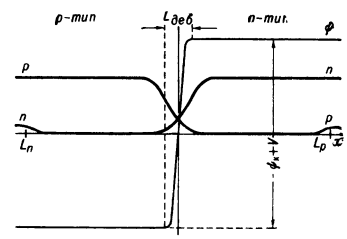


Рис. 3.

При обратном смещении ($\psi_k + V > \psi_k$) области L_n и L_p обедняются неосновными носителями заряда (рис. 3). Электроны и дырки, генерируемые в этих областях, растягиваются полем и уходят: электро-

ны — в полупроводник n-типа, а дырки — в полупроводник p-типа. Этот процесс, противоположный инжекции, называется экстракцией неосновных носителей заряда в полупроводниках.

Лит.: 1) Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, [2 изд.], М.—Л., 1957; 2) Шокли В., Теория электронных полупроводников, пер. с англ., М., 1953; 3) Данлэп У., Введение в физику полупроводников, пер. с англ., М., 1959.

Э. И. Адирович.

ИНКЛИНАТОР — прибор для измерения магнитного наклонения, т. е. угла, составляемого вектором напряженности магнитного поля Земли с горизонтальной плоскостью. В стрелочном И. главной частью является магнитная стрелка с горизонт. осью, проходящей через центр тяжести стрелки. Если вертикальную плоскость качания стрелки совместить с плоскостью магнитного меридиана, магнитная ось стрелки устанавливается по направлению вектора напряженности магнитного поля. Магнитное наклонение отсчитывается по вертикальному кругу с делениями. Более точные индукционные И. позволяют измерять наклонение с точностью 0',1. В таком приборе индукционная катушка вращается вокруг оси, лежащей в плоскости ее витков. Прибор дает возможность ориентировать ось в любом направлении. Если она не совпадает с вектором напряженности магнитного поля Земли, то магнитный поток сквозь контур катушки при ее вращении меняется, и в ней индуцируется эдс. При совпадении оси вращения с направлением вектора напряженности поток сквозь ее контур остается постоянным, эдс не индуцируется, и включенный в цепь катушки чувствительный гальванометр не дает отклонений. Угол между горизонтальной плоскостью и осью катушки при отсутствии отклонений в гальванометре отсчитывают по вертикальному кругу, соединенному с осью катушки.

В. П. Орлов

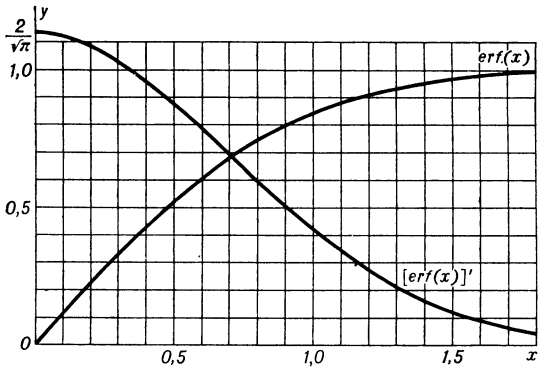
ИНКОНГРУЭНТНАЯ ФАЗА (правильнее, фаза, инконгруэнтная данной фазе или данному комплексу фаз) — фаза гетерогенной системы, к-рая может образоваться из данной так, что она не тождественна по элементарному составу исходной фазе. Процесс образования из фазы инконгруэнтной ей наз. инконгруэнтным. При инконгруэнтном плавлении твердой фазы элементарные составы исходной твердой фазы и образовавшейся из нее жидкости не тождественны. Напр., при плавлении десятиводного сульфата натрия $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$ происходит частичное выделение безводного сульфата, вследствие чего состав жидкой фазы не тождествен элементарному составу исходной твердой. Десятиводный сульфат натрия наз. инконгруэнтно плавящимся соединением. При растворении карналлита $KClMgCl_2 \cdot 6H_2O$ в воде KCl частично выпадает в осадок, вследствие чего в растворе отношение между KCl и $MgCl_2$ меньше, чем в твердом карналлите, т. е. полученный раствор инконгруэнтен твердому карналлиту и воде. Карналлит наз. инконгруэнтно растворяющимся соединением. См. также *Состояния диаграмма*, *Конгруэнтная фаза*.

В. Я. Аносов.

ИНТЕГРАЛ ВЕРОЯТНОСТИ (интеграл вероятности ошибок) — функция

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt.$$

Название (от eror function) обусловлено следующим: если ошибки X измерения нек-рой величины имеют *нормальное распределение*, причем средняя квадратичная ошибка равна σ, то вероятность осуществления неравенства $|X| \leqslant x$ равна $\operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sigma\sqrt{2}}\right) \equiv \Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right)$ (см. *Ляпунова теорема*). Интеграл, определяющий $\operatorname{erf}(x)$, имеет смысл и при комплексных значениях аргумента; в этом случае $\operatorname{erf}(z)$ представляет собой однозначную аналитич. ф-цию во всей плоскости переменного z.



Графики интеграла вероятности $y = \operatorname{erf}(x)$ и его производной $y = [\operatorname{erf}(x)]'$.

Производная И. в.: $\frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2}$; разложение в степенной ряд:

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left(z - \frac{z^3}{1!3} + \ldots + \frac{(-1)^k}{k!\,(2k+1)} z^{2k+1} + \ldots\right);$$

асимптотич. ряд (при больших $|z|$, $\operatorname{Re} z > 0$):

$$1 - \operatorname{erf}(z) \sim \frac{e^{-z^2}}{\sqrt{\pi}\, z}\left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{1 \cdot 3 \cdot \ldots \cdot (2k-1)}{2^k} \frac{1}{z^{2k}}\right).$$

При всех z справедливы ф-лы:

$$\frac{1+i}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{1-i}{\sqrt{2}} z\right) = C(z) + iS(z),$$

$$\frac{1-i}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{1+i}{\sqrt{2}} z\right) = C(z) - iS(z),$$

где $C(z)$, $S(z)$ — *Френеля интегралы*. На рис. даны графики ф-ции $\operatorname{erf}(x)$ и ее производной.

Лит.: 1) Янке Е. и Эмде Ф., Таблицы функций с формулами и кривыми, пер. с нем., 3 изд., М., 1959; 2) Сегал Б. И. и Семендяев К. А., Пятизначные математические таблицы, 2 изд., М., 1959.

Д. А. Васильков.

ИНТЕГРАЛ СТОЛКНОВЕНИЙ БОЛЬЦМАНА — член в *кинетическом уравнении Больцмана*, равный скорости изменения функции статистического распределения, обусловленного самопроизвольными переходами между различными состояниями системы. Такие переходы могут быть вызваны, напр., столкновениями молекул газа, рассеянием электронов и дырок в металлах и полупроводниках на дефектах кристаллич. решетки, столкновениями электронов и дырок друг с другом и т. д. Пусть состояния частиц описываются переменными λ, включающими, напр., компоненты импульса частицы, координаты ее центра инерции и т. д. Тогда ф-ция распределения f зависит от λ и (для нестационарных состояний системы) явно зависит от времени t; величина $f(\lambda, t)$ есть среднее число частиц, находящихся в состоянии, характеризуемом параметрами λ в момент t. Пусть величина $w(\lambda, \lambda')$ есть вероятность того, что при столкновении частица перейдет из состояния λ в состояние λ'. И. с. Б. тогда имеет вид

$$f(\lambda, t) \sum_{\lambda'} w(\lambda', \lambda) - \sum_{\lambda'} f(\lambda', t)\, w(\lambda, \lambda'); \qquad (1)$$

1-й член в (1) соответствует переходам из состояний λ' в состояние λ, 2-й — обратным переходам. Суммирование в ф-ле (1) имеет символич. смысл: в случае непрерывного распределения к.-л. из параметров, входящих в λ, по этим переменным производится интегрирование. Напр., в пространственно однородной

системе роль параметров λ играют компоненты импульсов p и параметры, характеризующие внутр. движения в частицах. Интересуясь лишь трансляционным движением частиц, можно ввести ф-цию распределения, зависящую только от импульсов p и времени t. Тогда И. с. Б. дается след. выражением:

$$\int dp' \{f(p, t)w(p', p) - f(p', t)w(p, p')\}. \quad (2)$$

В отсутствие внешних воздействий на систему, в состоянии равновесия И. с. Б. равен нулю. Более того, согласно *детального равновесия принципу*, в состоянии равновесия равно нулю подынтегральное выражение И. с. Б.

И. с. Б. значительно упрощается в тех случаях, когда частицы испытывают лишь упругие соударения и равновесная ф-ция распределения $f_0(p)$ зависит лишь от абс. величины импульса частицы. Тогда вместо ф-лы (2) можно получить для И с. Б. выражение вида

$$\frac{f_0(p) - f(p, t)}{\tau(p)},$$

где $\tau(p)$ — величина, имеющая размерность времени, т. н. *время релаксации*.

Лит.: 1) Больцман Л., Лекции по теории газов, пер. с нем., М., 1953; 2) Гуревич Л. Э., Основы физической кинетики, Л.—М., 1940; 3) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; 4) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954. *А. Миронов.*

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ПОКАЗАТЕЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ — функция, определяемая для действительных $x \neq 0$ равенством

$$\mathrm{Ei}(x) = \int_{-\infty}^{x} \frac{e^t}{t}\,dt = -\int_{-x}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t}\,dt;$$

при $x>0$ подынтегральная ф-ция имеет бесконечный разрыв в точке $t = 0$, и И. п. ф. определяется как главное значение этого *несобственного интеграла*:

$$\mathrm{Ei}(x) = -\lim_{\varepsilon \to +0} \left\{ \int_{-x}^{-\varepsilon} \frac{e^{-t}}{t}\,dt + \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t}\,dt \right\}.$$

Частные значения: $\mathrm{Ei}(-1) = -0{,}219\ldots$, $\mathrm{Ei}(1) = 1{,}895\ldots$ Соотношения: $\mathrm{Ei}(x) = \mathrm{li}(e^x)$ (где $\mathrm{li}(t)$ — *интегральный логарифм*),

$$\int_{x}^{\infty} \frac{e^{-mt}}{a+t}\,dt = -e^{ma}\mathrm{Ei}[-m(a+x)],$$

$$\int_{0}^{x} \mathrm{Ei}(-mt)dt = x\mathrm{Ei}(-mx) - \frac{1-e^{mx}}{m}.$$

Приближенная ф-ла при малых x:

$$\mathrm{Ei}(x) \approx \mathrm{Ei}(-x) \approx -\ln\frac{1}{\gamma x}$$

(где $\ln\gamma = C = 0{,}5772\ldots$ — *Эйлера постоянная*). Разложение в степенной ряд:

$$\mathrm{Ei}(x) = \ln\gamma + \ln(-x) + \frac{x}{1\cdot 1} + \frac{x^2}{2\cdot 2} + \ldots + \frac{x^k}{k!\,k} + \ldots$$

при $x < 0$,

$$\mathrm{Ei}(x) = \ln\gamma + \ln x + \frac{x}{1\cdot 1} + \frac{x^2}{2\cdot 2} + \ldots + \frac{x^k}{k!\,k} + \ldots$$

при $x > 0$.

Если в 1-й из этих ф-л x заменить комплексным переменным z, то она определит $\mathrm{Ei}(z)$ как однозначную аналитич. ф-цию комплексного переменного z в плоскости z с разрезом вдоль положительной действит. полуоси, т. е. при $0<\arg z<2\pi$; значение $\ln(-z)$ выбирается при этом так, чтобы $-\pi<\mathrm{Im}\ln(-z)<\pi$. Поведение $\mathrm{Ei}(z)$ вблизи разреза описывается предельными соотношениями:

$$\lim_{\eta\to 0} \mathrm{Ei}(x + i\eta) = \mathrm{Ei}(x) - \pi i,$$

$$\lim_{\eta\to 0} \mathrm{Ei}(x - i\eta) = \mathrm{Ei}(x) + \pi i \qquad (x > 0,\ \eta > 0).$$

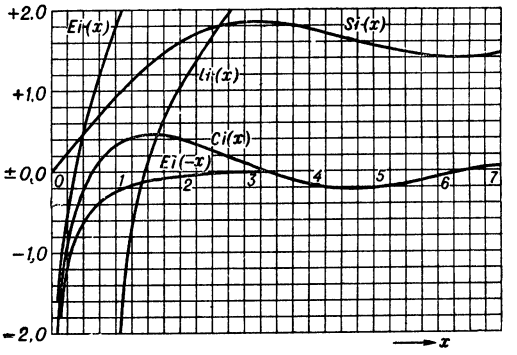
В области $0<\arg z<2\pi$ имеет место асимптотич. представление:

$$\mathrm{Ei}(z) \sim \frac{e^z}{z}\left(\frac{1!}{z} + \frac{2!}{z^2} + \ldots + \frac{k!}{z^k} + \ldots\right).$$

При чисто мнимом значении аргумента $z = iy$ (где $y>0$) И. п. ф. связана с *интегральным синусом* и *интегральным косинусом* ф-лой:

$$\mathrm{Ei}(iy) = \mathrm{Ci}(y) + i\left|\mathrm{Si}(y) - \frac{\pi}{2}\right|.$$

График И. п. ф. см. на рис.



Графики: интегральной показательной функции $y = \mathrm{Ei}(x)$; интегрального логарифма $y = \mathrm{li}(x)$; интегрального синуса $y = \mathrm{Si}(x)$; интегрального косинуса $y = \mathrm{Ci}(x)$.

Лит.: Янке Е. и Эмде Ф., Таблицы функций с формулами и кривыми, пер. с нем., 3 изд., М., 1959. *Д. А. Васильков*

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ — уравнения, содержащие неизвестные функции под знаком интеграла. Многочисленные задачи физики и математич. физики приводят к И. у. различных типов. Пусть, напр., требуется с помощью нек-рого оптич. прибора получить изображение линейного объекта A, занимающего отрезок $0 \leq x \leq l$ оси Ox, причем освещенность объекта характеризуется плотностью $u(x)$. Изображение B представляет собой нек-рый отрезок другой оси x_1; последний путем подходящего выбора начала отсчета и единицы длины также можно совместить с отрезком $0 \leq x_1 \leq l$. Если дифференциально малый участок $(x, x + \Delta x)$ объекта A вызывает освещенность изображения B с плотностью $K(x_1, x)u(x)dx$, где ф-ция $K(x_1, x)$ определяется свойствами оптического прибора, то полная освещенность изображения будет иметь плотность

$$v(x_1) = \int_0^l K(x_1, x)\,u(x)dx.$$

В зависимости от того, хотят ли добиться заданной освещенности $v(x_1)$ изображения или «точного» фотографич. изображения [$v(x) = k \cdot u(x)$, где постоянная k заранее не фиксируется], или, наконец, определенной разницы освещенности A и B [$u(x) - v(x) = f(x)$], приходят к различным И. у. относительно ф-ции $u(x)$:

$$\int_0^l K(x_1, x)u(x)dx = v(x_1), \qquad \frac{1}{k}\int_0^l K(x_1, x)u(x)dx = u(x_1),$$

$$u(x_1) - \int_0^l K(x_1, x)u(x)dx = f(x).$$

Вообще, линейным интегральным уравнением 1-го рода наз. ур-ние вида

$$\int_a^b K(x, t)u(t)dt = f(x),$$

линейным интегральным уравнением 2-го рода, или *Фредгольма уравнением*, уравнение вида $u(x) - \int_a^b K(x, t)u(t)dt = f(x)$ [при $f(x) \equiv 0$ оно наз. однородным ур-нием Фредгольма]; обычно рассматриваются ур-ния Фредгольма с параметром λ:

$$u(x) - \lambda \int_a^b K(x, t)u(t)dt = f(x).$$

Во всех этих ур-ниях ф-ция $K(x, y)$ $(a \leqslant x \leqslant b, a \leqslant y \leqslant b)$ — так называемое ядро И. у. — известна, также как ф-ция $f(x)$ $(a \leqslant x \leqslant b)$; искомой является ф-ция $u(x)$ $(a \leqslant x \leqslant b)$.

Ф-ции $K(x, y)$, $f(x)$, $u(x)$ и параметр ур-ния λ могут принимать как действительные, так и комплексные значения. В частном случае, когда ядро $K(x, y)$ обращается в нуль при $y > x$, получается *Вольтерра уравнение*:

$$u(x) - \lambda \int_a^x K(x, t)u(t)dt = f(x).$$

И. у. наз. особым, если хотя бы один из пределов интегрирования бесконечен или ядро $K(x, y)$ обращается в бесконечность в одной или неск. точках квадрата $a \leqslant x \leqslant b$, $a \leqslant y \leqslant b$ или на нек-рой линии. И. у. может относиться и к ф-циям нескольких переменных: таково, напр., ур-ние

$$u(x; y) - \lambda \int_{a_1}^{b_1} \int_{a_2}^{b_2} K(x, y, s, t)u(s, t)ds\, dt = f(x, y).$$

Рассматриваются также нелинейные И. у., напр. ур-ния вида

$$u(x_1) = \lambda \int_a^b K(x_1, x)\, f[u(x), x]\, dx$$

или

$$u(x_1) = \lambda \int_a^b F[x_1, x, u(x)]dx.$$

К И. у. часто сводятся краевые задачи для дифференциальных ур-ний, обыкновенных и с частными производными; такое сведение имеет и теоретич. и практич. ценность.

Лит.: 1) Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 4, 5 изд., М., 1958; 2) Михлин С. Г., Интегральные уравнения и их приложения к некоторым проблемам механики, математической физики и техники, 2 изд., М.—Л., 1949; 3) его же, Лекции по линейным интегральным уравнениям, М., 1959; 4) Канторович Л. В. и Крылов В. И., Приближенные методы высшего анализа, 3 изд., Л.—М., 1949.

Д. А. Васильков.

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ КОСИНУС — функция, определяемая для действительных $x > 0$ равенством

$$\mathrm{Ci}(x) = -\int_x^\infty \frac{\cos t}{t}\, dt = \ln \gamma x - \int_0^x \frac{1 - \cos t}{t}\, dt,$$

где $\ln \gamma = C = 0{,}5772\ldots$ — *Эйлера постоянная*. Соотношения: $\int_0^\infty e^{-pt}\mathrm{Ci}(qt)dt = -\frac{1}{p}\ln\left(1 + \frac{p^2}{q^2}\right)$;

$$\int_0^\infty \cos t\,\mathrm{Ci}(t)\, dt = -\frac{\pi}{4}; \qquad \int_0^\infty \mathrm{Ci}^2(t)dt = \frac{\pi}{2};$$

$\int_0^\infty \mathrm{Ci}(t)\mathrm{si}(t)dt = -\ln 2$ [о ф-ции $\mathrm{si}(t)$ см. *Интегральный синус*]. Приближенная ф-ла при малых x: $\mathrm{Ci}(x) \approx -\ln\frac{1}{\gamma x}$. Асимптотич. представление при больших x:

$$\mathrm{Ci}(x) = \frac{\sin x}{x} P(x) - \frac{\cos x}{x} Q(x),$$

где

$$P(x) \sim \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (2k)!}{x^{2k}}, \qquad Q(x) \sim \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (2k+1)!}{x^{2k+1}}.$$

Разложение в степенной ряд:

$$\mathrm{Ci}(x) = \ln \gamma x - \frac{x^2}{2!\,2} + \frac{x^4}{4!\,4} - \ldots + (-1)^k \frac{x^{2k}}{(2k)!\,2k} + \ldots.$$

Если в этой ф-ле x заменить комплексным переменным z, то она определит $\mathrm{Ci}(z)$ как однозначную аналитич. ф-цию комплексного переменного z в плоскости z с разрезом вдоль отрицательной действит. полуоси (т. е. в области $-\pi < \arg z < \pi$); значение $\ln z$ выбирается соответственно этому так, чтобы $-\pi < \mathrm{Im} \ln z < \pi$. Поведение $\mathrm{Ci}(z)$ вблизи разреза описывается предельными соотношениями:

$$\lim_{\eta \to 0} \mathrm{Ci}(x \pm i\eta) = \mathrm{Ci}(|x|) \pm \pi i \qquad (x < 0,\ \eta > 0).$$

График И. к. и литературу см. при ст. *Интегральная показательная функция*.

Д. А. Васильков.

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ЛОГАРИФМ — функция, определяемая для положительных действительных значений x, отличных от 1, равенством

$$\mathrm{li}(x) = \int_0^x \frac{dt}{\ln t};$$

при $x > 1$ подынтегральная ф-ция имеет в точке $t = 1$ бесконечный разрыв, и И. л. определяется как главное значение этого *несобственного интеграла*:

$$\mathrm{li}(x) = \lim_{\varepsilon \to +0} \left\{ \int_0^{1-\varepsilon} \frac{dt}{\ln t} + \int_{1+\varepsilon}^x \frac{dt}{\ln t} \right\}.$$

Частное значение: $\mathrm{li}(1{,}451\ldots) = 0$. Соотношения: $\mathrm{li}(x) = \mathrm{Ei}(\ln x)$, где $\mathrm{Ei}(t)$ — *интегральная показательная функция*;

$$\int_0^1 \mathrm{li}(x)\, dx = -\ln 2.$$

Приближенная формула при малых x: $\mathrm{li}(x) \approx \frac{x}{\ln\frac{1}{x}}$.

Разложение в ряд:

$$\mathrm{li}(x) = \ln \gamma + \ln|\ln x| + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\ln x)^k}{k!\,k} \qquad (x > 0,\ x \neq 1),$$

где $\ln \gamma = C = 0{,}5772\ldots$ — *Эйлера постоянная*. В промежутке $0 < x < 1$ второе слагаемое можно записать в виде $\ln(-\ln x)$; если внести это выражение в последнюю ф-лу и заменить x комплексным переменным z, то она определит $\mathrm{li}(z)$ как однозначную аналитич. ф-цию в плоскости переменного z с разрезами вдоль действит. оси от $-\infty$ до 0 и от 1 до $+\infty$ (мнимые части логарифмов берутся при этом в пределах от $-\pi$

до π). Поведение li (z) вблизи разреза $(1, +\infty)$ описывается предельными соотношениями:

$$\lim_{\eta\to 0} \mathrm{li}\,(x \pm i\eta) = \mathrm{li}\,(x) \mp \pi i \qquad (x > 1,\ \eta > 0).$$

График И. л. и литературу см. при ст. *Интегральная показательная функция.* *Д. А. Васильков.*

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ СИНУС — функция, определяемая для действительных x равенством

$$\mathrm{Si}\,(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t}\,dt.$$

Иногда под И. с. понимают ф-цию

$$\mathrm{si}(x) = -\int_x^\infty \frac{\sin t}{t}\,dt \equiv \mathrm{Si}(x) - \frac{\pi}{2}.$$

Частные значения: $\mathrm{Si}(0) = 0$; $\mathrm{Si}(\infty) = \frac{\pi}{2}$; $\mathrm{si}(\infty) = 0$.

Соотношения: $\mathrm{Si}\,(-x) = -\mathrm{Si}(x)$; $\mathrm{si}(x) + \mathrm{si}(-x) = -\pi$;

$$\int_0^\infty \mathrm{si}^2(t)dt = \frac{\pi}{2};\quad \int_0^\infty e^{-pt}\mathrm{si}(qt)dt = -\frac{1}{p}\operatorname{arctg}\frac{p}{q};$$

$$\int_0^\infty \sin t\,\mathrm{si}(t)dt = -\frac{\pi}{4};\quad \int_0^\infty \mathrm{Ci}(t)\mathrm{si}(t)dt = -\ln 2,$$

где Ci(t)—*интегральный косинус*. Приближенная ф-ла при малых x: $\mathrm{Si}\,x \approx x$. Асимптотич. представление при больших x:

$$\mathrm{Si}(x) = \frac{\pi}{2} - \frac{\cos x}{x}P(x) - \frac{\sin x}{x}Q(x),$$

где

$$P(x) \sim \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k\,(2k)!}{x^{2k}};\quad Q(x) \sim \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k(2k+1)!}{x^{2k+1}}.$$

Разложение в степенной ряд:

$$\mathrm{Si}(x) = x - \frac{x^3}{3!\,3} + \frac{x^5}{5!\,5} - \ldots + (-1)^k \frac{x^{2k+1}}{(2k+1)!\,(2k+1)} + \ldots.$$

Если в этой ф-ле x заменить комплексным переменным z, то она определит Si (z) как однозначную аналитич. ф-цию комплексного переменного z во всей плоскости z.

График И. с. и литературу см. при ст. *Интегральная показательная функция.* *Д. А. Васильков.*

ИНТЕГРАТОР — 1) Прибор для графич. интегрирования. См. *Планиметр.* 2) То же, что и *интегрирующая машина.* 3) Интегрирующее устройство, служащее для вычисления интеграла $z = z_0 + \int_{v_0}^{v_1} u\,dv$ по заданным ф-циям u и v. И. — основной элемент в интегрирующих машинах.

Лит.: Мейер цур Капеллен В., Инструментальная математика для инженеров, пер. с нем., М., 1959, с. 129—215.

ИНТЕГРИРУЮЩАЯ МАШИНА — математическая машина, предназначенная для отыскания решений обыкновенных дифференциальных ур-ний (и систем таких ур-ний) при заданных начальных условиях. Решение дифференциальных ур-ний достигается соответствующим соединением (настройкой) основных элементов И. м. — интеграторов, суммирующих, множительных, функциональных устройств (устройств для ввода ф-ций), устройств ввода данных и вывода результата. В зависимости от характера физич. величин, используемых для представления переменных, И. м. делятся на механические, электромеханические, электронные и др.

Лит.: 1) Крылов А. Н., Sur un intégrateur des équations différentielles ordinaires [1904], Собрание трудов, т. 5, М.—Л., 1937, с. 547—74; 2) Брук И. С., Машина для интегрирования дифференциальных уравнений, М.—Л., 1941; 3) Гутенмахер Л. И., Электрические модели, М.—Л., 1949, гл. 12; 4) Hartree D. R., Calculating instruments and machines, Cambridge, 1950.

ИНТЕГРИРУЮЩИЕ ЦЕПИ — электрические цепи, на выходе к-рых получается напряжение $U_{\text{вых}}(t)$ (или ток), пропорциональное интегралу по времени от входного напряжения $U_{\text{вх}}(t)$ (или от тока):

$$U_{\text{вых}}(t) = k\int U_{\text{вх}}(t)dt. \qquad (1)$$

Простейший вид И. ц. — цепь с емкостью (рис. 1, *а*), т. к. $U_c = \frac{1}{C}\int i_c dt$. Аналогично действует цепь с индуктивностью (рис. 1, *б*), т. к. $i_L = \frac{1}{L}\int U_L dt$. В основе действия И. ц. лежит накопление электрич. заряда q на обкладках конденсатора с емкостью C $(q = CU_c)$ под действием приложенного тока i_c или накопление магнитного потока Ф в катушке, состоящей из n витков, с индуктивностью $L(n\Phi = Li_L)$ под действием приложенного напряжения U_L. Однако обычно на вход И. ц. поступает напряжение и с выхода снимается также напряжение. В этом случае И. ц. имеют вид, показанный на рис. 2, *а*, *б*, а связь между входным и выходным напряжениями определяется соотношением:

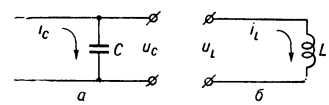


Рис. 1. *а* — цепь с емкостью C для интегрирования напряжения; *б* — цепь с индуктивностью L для интегрирования тока.

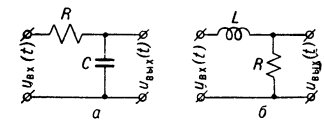


Рис. 2. Интегрирующие цепи: *а* — RC; *б* — LR.

$$U_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{\tau_0}\exp(-t/\tau_0)\int_0^t U_{\text{вх}}(t)\exp(+t/\tau_0)\,dt + U_{\text{вых}}(0)\exp(-t/\tau_0), \qquad (2)$$

где $U_{\text{вых}}(0)$ — начальное значение выходного напряжения при $t = 0$, а $\tau_0 = RC$, или $\tau_0 = L/R$ представляет собой постоянную времени цепи. Если интервал времени, по к-рому происходит интегрирование, много меньше постоянной времени цепи, т. е. $t \ll \tau_0$, то

$$\exp(\pm t/\tau_0) = 1 \pm t/\tau_0 + {}^1/_2\,(t/\tau_0)^2 \pm \ldots \approx 1$$

и

$$U_{\text{вых}}(t) - U_{\text{вых}}(0) \approx {}^1/\tau_0 \int_0^t U_{\text{вх}}(t)\,dt. \qquad (3)$$

Изменение выходного напряжения И. ц. приближенно пропорционально интегралу от входного напряжения по времени. Это соотношение тем точнее, чем больше τ_0; но при этом сама величина выходного напряжения $U_{\text{вых}}$ будет меньше [т. к. коэфф. пропорциональности в (3) равен ${}^1/\tau_0$].

И. ц. применяются в электронике, импульсной технике и т. п. для преобразования электрич. импульсов, модулированных по длительности, в импульсы, модулированные по амплитуде, для удлинения импульсов и др. целей. Для правильной работы И. ц. при интегрировании импульсов необходимо, чтобы τ_0 было много больше T — длительности импульса. Если же, наоборот, $\tau_0 \ll T$, то выходное напряжение И. ц. будет приближенно повторять входное напряжение (рис. 3).

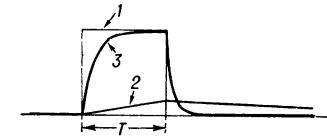


Рис. 3. *1* — входной прямоугольный импульс; *2* — выходное напряжение интегрирующей цепи при $\tau_0 \approx T$; *3* — выходное напряжение интегрирующей цепи при $\tau_0 \ll T$.

Лит.: Кривицкий Б. Х., Импульсные схемы и устройства, М., 1955. *М. Д. Карасев.*

ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ — уравнения, содержащие неизвестную функцию как под знаком интеграла, так и под знаком производной. Напр., ур-ние, полученное в задаче о крутильных колебаниях:

$$\omega(t) = k\left[f(t) - m\frac{d^2\omega(t)}{dt^2}\right] + \int_0^t K(t, \tau)\left[f(\tau) - m\frac{d^2\omega(\tau)}{d\tau^2}\right]d\tau.$$

Иногда И.-д. у. можно свести к интегральным или дифференциальным ур-ниям. Решение И.-д. у. можно искать также непосредственно по методу последовательных приближений или разложением в ряд по степеням параметра, входящего в ур-ние.

Лит.: Мюнц Г., Интегральные уравнения, т. 1, Л.—М., 1934.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ЗВУКА — средняя по времени энергия, переносимая звуковой волной через единичную площадку, перпендикулярную к направлению распространения волны в единицу времени. И. з. равняется средней плотности потока вектора Умова за единицу времени. Для периодич. звука усреднение производится либо за промежуток времени, большой по сравнению с периодом, либо за целое число периодов. Для стационарной статистич. зависимости поля от времени усреднение должно производиться за промежуток времени, большой по сравнению с временем, соответствующим радиусу корреляции волны. Для плоской синусоидальной бегущей волны И. з. I выражается ф-лой

$$I = pv/2 = p^2/2\rho c,$$

где p — амплитуда звукового давления, v — амплитуда колебательной скорости, ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. В сферической бегущей волне И. з. обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника. В стоячей волне интенсивность равна 0, т. е. потока звуковой энергии в среднем нет.

И. з. измеряется в ваттах на квадратный метр ($вт/м^2$) в системе единиц МКС или в эргах в секунду на квадратный сантиметр ($эрг/сек \cdot см^2 = 10^{-3} вт/м^2$) в системе единиц СГС.

Лит.: 1) Фурдуев В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; 2) Скучик Е., Основы акустики, пер. с нем., т.2, М., 1959.

И. Г. Русаков.

ИНТЕНСИВНОСТЬ СВЕТА — часто применяемая на практике количественная характеристика света, не имеющая точного определения. Термин «И. с.» применяют вместо терминов *световой поток*, *яркость*, *освещенность* и др. в тех случаях, когда несущественно их конкретное содержание, а нужно подчеркнуть лишь бо́льшую или меньшую их абс. величину. Кроме того, И. с. иногда наз. нек-рые количеств. характеристики мощности излучения, напр. энергию излучения, проходящую за единицу времени через поверхность единичной площади.

ИНТЕНСИВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ — физич. характеристики системы, численная величина которых не зависит от количества вещества в системе (в отличие от *экстенсивных величин*, пропорциональных количеству вещества в рассматриваемой системе). Примерами И. в. являются темп-ра, давление, химич. потенциал и т. п. Экстенсивные величины, отнесенные к единице количества вещества, приобретают смысл и свойства И. в. (напр., удельный, или мольный, объем, удельная, или мольная, энтропия и т. п.).

Лит.: Планк М., Термодинамика, пер. с нем., Л.—М., 1925.

ИНТЕРВАЛ (в акустике) — относительное различие в высотах двух тонов, одинаково воспринимаемое ухом и обусловленное соотношением между частотами этих тонов. Назв. основных И. и отношения между частотами составляющих И. тонов таковы:

унисон	1 : 1;	большая секста	5 : 3;
октава	3 : 1;	большая терция	5 : 4;
квинта	3 : 2;	малая терция	6 : 5;
кварта	4 : 3;	малая секста	8 : 5;
малая септима	9 : 5;		
большая септима	15 : 8;		
большая секунда	9 : 8;		
малая секунда	16 : 15.		

ИНТЕРВАЛ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫЙ — величина, характеризующая связь между пространственными расстояниями и промежутками времени, разделяющими 2 события. В специальной теории относительности квадрат И. ч.

$$s_{12}^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2,$$

где (x_2, y_2, z_2), (x_1, y_1, z_1) — пространственные координаты двух событий, t_2, t_1 — соответствующие моменты времени, c — скорость света. Т. к. И. ч. равен с обратным знаком квадрату разности радиус-векторов двух событий в *Минковского пространстве*, то И. ч. инвариантен относительно перехода от одной инерциальной системы отсчета к другой. При действительном s вектор четырехмерного расстояния между событиями является *времениподобным вектором* и существует система отсчета, в к-рой события происходят в одной и той же точке пространства. Время, разделяющее события в этой системе отсчета, $\Delta t = \tau = s/c$, где τ — т. н. собственное время. При мнимом интервале s 2 события связаны *пространственноподобным вектором* и существует система отсчета, в к-рой 2 события происходят одновременно. Тогда модуль интервала определяет пространств. расстояние между двумя событиями в этой системе отсчета.

В общей теории относительности рассматривается интервал ds между двумя бесконечно близкими событиями: $ds = \sqrt{-g_{ik}dx^i dx^k}$, где dx^i — бесконечно малые разности координат двух событий, а g_{ik} — *метрический тензор*.

В. В. Судаков.

ИНТЕРВАЛЬНАЯ ОЦЕНКА — см. *Оценки статистические.*

ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ — см. *Металлические соединения.*

ИНТЕРПОЛЯЦИОННАЯ ФОРМУЛА — формула, дающая приближенное выражение ф-ции $y = f(x)$, значения к-рой $y_0 = f(x_0)$, $y_1 = f(x_1)$,..., $y_n = f(x_n)$ заданы в точках $x_0, x_1, \ldots, x_n$, через интерполяционный многочлен $P_n(x)$ степени n (см. *Интерполяция*).

1) Интерполяционная формула Лагранжа:

$$f(x) \approx P_n(x) = \sum_{k=0}^{n} y_k \frac{(x - x_0)(x - x_1)\ldots(x - x_{k-1})(x - x_{k+1})\ldots(x - x_n)}{(x_k - x_0)(x_k - x_1)\ldots(x_k - x_{k-1})(x_k - x_{k+1})\ldots(x_k - x_n)}.$$

Ошибка, совершаемая при замене ф-ции $f(x)$ выражением $P_n(x)$, не превышает по абс. величине

$$M\frac{|(x - x_0)(x - x_1)\ldots(x - x_n)|}{(n+1)!},$$

где M — максимум абс. величины $(n+1)$-й производной $f^{(n+1)}(x)$ ф-ции $f(x)$ на отрезке $[x_0, x_n]$.

2) Интерполяционная формула Ньютона. Если точки $x_0, x_1, \ldots, x_n$ расположены на равных расстояниях ($x_k = x_0 + kh$), многочлен $P_n(x)$ можно записать так:

$$P_n(x_0 + th) = y_0 + \frac{t}{1!}\Delta y_0 + \frac{t(t-1)}{2!}\Delta^2 y_0 + \ldots + \frac{t(t-1)\ldots(t-n+1)}{n!}\Delta^n y_0$$

(здесь $x_0 + th = x$, а Δ^k — разности k-го порядка: $\Delta^k y_i = \Delta^{k-1} y_{i+1} - \Delta^{k-1} y_i$). Это — т. н. ф-ла Ньютона для интерполирования вперед; назв. ф-лы указывает на то, что она содержит заданные значения y, соответ-

ствующие узлам интерполяции, находящимся только вправо от x_0. Эта ф-ла удобна при интерполировании ф-ций для значений x, близких к x_0. Ошибка интерполяции не превышает по абс. величине

$$Mh^{n+1}\frac{|t(t-1)(t-2)\ldots(t-n)|}{(n+1)!}.$$

При интерполировании ф-ций для значений x, близких к наибольшему узлу x_n, употребляется ф-ла Ньютона для интерполирования назад:

$$P_n(th+x_n)=y_n+\frac{t}{1!}\Delta y_{n-1}+\frac{t(t+1)}{2!}\Delta^2 y_{n-2}+\ldots$$
$$\ldots+\frac{t(t+1)\ldots(t+n-1)}{n!}\Delta^n y_0.$$

Ошибка интерполяции не превышает по абс. величине

$$Mh^{n+1}\frac{|t(t+1)(t+2)\ldots(t+n)|}{(n+1)!}.$$

При интерполировании ф-ций для значений x, близких к x_k, ф-лу Ньютона целесообразно преобразовать, изменив начало отсчета (см. ниже ф-лы Стирлинга и Бесселя).

Ф-лу Ньютона можно записать и для неравноотстоящих узлов, прибегая для этой цели к разделенным разностям (см. *Конечные разности*). В отличие от ф-лы Лагранжа, где каждый член зависит от всех узлов интерполяции, любой k-й член ф-лы Ньютона зависит от k первых (от начала отсчета) узлов, и добавление новых узлов вызывает лишь добавление новых членов ф-лы (в этом преимущество ф-лы Ньютона).

3) Интерполяционная формула Стирлинга

$$f(x_0+th)\approx y_0+\frac{t}{1!}\mu\delta y_0+\frac{t^2}{2!}\delta^2 y_0+\frac{t(t^2-1^2)}{3!}\mu\delta^3 y_0+$$
$$+\frac{t^2(t^2-1^2)}{4!}\delta^4 y_0+\frac{t(t^2-1^2)(t^2-2^2)}{5!}\mu\delta^5 y_0+\ldots+$$
$$+\frac{t^2(t^2-1^2)(t^2-2^2)\ldots[t^2-(k-1)^2]}{(2k)!}\delta^{2k}y_0$$

(о значении символа μ и связи центральных разностей δ^m с разностями Δ^m см. ст. *Конечные разности*) применяется при интерполировании ф-ций для значений x, близких к одному из средних узлов a; в этом случае естественно взять нечетное число узлов $x_{-k},\ldots, x_{-1}, x_0, x_1,\ldots, x_k$, считая a центральным узлом x_0.

4) Интерполяционная формула Бесселя

$$f(x_0+th)\approx\mu y_{1/2}+\frac{(t-1/2)}{1!}\delta y_{1/2}+\frac{t(t-1)}{2!}\mu\delta^2 y_{1/2}+$$
$$+\frac{t(t-1)(t-1/2)}{3!}\delta^3 y_{1/2}+\frac{t(t-1)(t+1)(t-2)}{4!}\mu\delta^4 y_{1/2}+$$
$$+\frac{t(t-1)(t+1)(t-2)(t-1/2)}{5!}\delta^5 y_{1/2}+\ldots+$$
$$+\frac{t(t-1)(t+1)\ldots(t-k)(t+k-1)(t-1/2)}{(2k+1)!}\delta^{2k+1}y_{1/2}$$

применяется при интерполировании ф-ций для значений x, близких середине a между двумя узлами; здесь естественно брать четное число узлов $x_{-k},\ldots, x_{-1}, x_0, x_1,\ldots, x_k, x_{k+1}$ и располагать их симметрично относительно $a(x_0<a<x_1)$.

Лит. см. при ст. *Интерполяция*. *В. И. Битюцков.*

ИНТЕРПОЛЯЦИЯ — приближенная операция получения неизвестных значений к.-л. величины при помощи нескольких известных значений той же или к.-л. другой величины. Типичной и наиболее распространенной является задача И. функции. В простейшем случае эта задача формулируется так.

Известны значения $f(x_i)$ $(i=0, 1, \ldots, n)$ ф-ции $f(x)$ в точках (узлах) $x_0<x_1<\ldots<x_n$. По этим значениям нужно найти значение ф-ции в точках x, лежащих между x_0 и x_n [если x лежит вне интервала (x_0, x_n), аналогичная задача наз. задачей экстраполяции]. Наглядно — речь идет о построении сплошной кривой по значениям ф-ции в отдельных точках. Задача может быть решена только приближенно, и для ее решения строят какую-либо простую ф-цию $P(x)$ (например, многочлен), принимающую в точках x_i те же значения, что и f, и приближенно полагают $f(x)\approx P(x)$. Очевидно, что решение проблемы неоднозначно. Для построения P чаще всего пользуются методом линейных комбинаций: исходят из нек-рой системы линейно независимых ф-ций ω_k $(k=0, 1,\ldots)$, составляют из них комбинацию $s_n=\sum_{k=1}^{n}a_k\omega_k$ и коэффициенты ее a_k выбирают так, чтобы было $s_n(x_i)=f(x_i)$. После этого $s_n(x)$ принимают за приближающую ф-цию $P(x)$. Ф-ции ω_k, положенные в основание интерполирования (и определяющие его вид), должны быть, во-первых, достаточно простыми и, во-вторых, должны составить полную систему для широкого класса интерполируемых ф-ций f. Если $\omega_k(x)=x^k$, то $s_n=\sum_{k=0}^{n}a_k x^k$ будет многочленом от x и интерполирование наз. алгебраическим; если же в основание интерполирования положены ф-ции $\cos kx$, $\sin kx$, интерполирование наз. тригонометрическим. Наибольшие применения имеет алгебраич. интерполирование. Последнее основано на том, что вычисления с алгебраич. многочленами просты, и ко всякой ф-ции, непрерывной на конечном отрезке, можно при помощи многочленов приблизиться равномерно на этом отрезке и сколько угодно точно. Ниже всюду имеется в виду алгебраич. интерполирование.

Интерполирующий многочлен $P(x)$ в указанной выше задаче существует и единствен при любых значениях $f(x_i)$. Для него найдены различные ф-лы, преследующие разные цели: удобство исследований, удобство вычислений, возможно малый объем печатных таблиц вспомогат. величин, нужных для интерполирования, и т. д. Для интерполирования ф-ций, заданных таблично, построены также ф-лы применительно к различным расположениям точки x в таблице значений f — в начале таблицы, в ее конце или в середине (см. *Интерполяционная формула*).

Точность интерполирования зависит от свойств ф-ции f и от выбора точек x_k (для достаточно гладких ф-ций f и большого числа точек x_i интерполирование осуществляется с большой точностью).

Для приложений большое значение имеют также другие, более сложные, задачи интерполирования, напр. формулируемая ниже задача интерполирования с кратными узлами. Допустим, что заданы m значений $x_1, \ldots, x_m$ аргумента x. Предположим, что в точке x_i известны значения $f(x_i), f'(x_i), \ldots, f^{(k_i-1)}(x_i)$; число k_i наз. кратностью узла x_i. Обозначим $k_1+\ldots+k_m=n+1$. Надо построить алгебраич. многочлен $P(x)$ степени не больше n, удовлетворяющий условиям

$$P^{(j)}(x_i)=f^{(j)}(x_i)\quad (i=1, \ldots, m;\ j=0, 1, \ldots, k_i-1).$$

Такой многочлен существует и единствен при любых значениях $f^{(j)}(x_i)$.

Кроме вычисления значений ф-ций, И. имеет и многочисленные др. приложения. Нек-рые из них перечислены ниже.

Приближенное интегрирование. Для вычисления интегралов вида $\int_a^b p(x)f(x)dx$, где

$p(x)$ — фиксированная функция на отрезке $[a, b]$, произвольно выбирают точки $x_0, x_1, \ldots, x_n$ и интерполируют f по ее значениям в этих точках; $f(x) = P(x) + R(x)$, где P — интерполирующий многочлен и R — остаток. Пренебрегая интегралом $\int_a^b pR\,dx$, получают приближенное значение заданного интеграла

$$\int_a^b pf\,dx \approx \int_a^b pP\,dx.$$

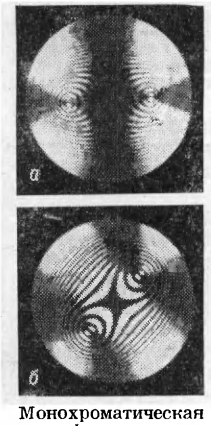
Вычисление производной. Для вычисления производной $f^{(m)}$ любого порядка $m \leqslant n$ в точном равенстве $f^{(m)}(x) = P^{(m)}(x) + R^{(m)}(x)$ пренебрегают членом $R^{(m)}(x)$ и полагают приближенно $f^{(m)}(x) \approx P^{(m)}(x)$.

Решение уравнений. Пусть при нахождении корня x ур-ния $y = f(x) = 0$ построены последовательные приближения к нему x_i $(i = 0, 1, \ldots, n)$ и вычислены соответствующие им значения $y_i = f(x_i)$. Для построения след. приближения x_{n+1} берут несколько предшествующих приближений $x_{n-k}, \ldots, x_{n-1}, x_n$; $y_{n-k}, \ldots, y_{n-1}, y_n$ интерполировать ф-цию $y = f(x)$ [и обозначить интерполяционный многочлен через $P(x)$], то x_{n+1} определится как один из корней ур-ния $P(x) = 0$, приближенно заменяющего заданное.

Лит.: 1) Гончаров В. Л., Теория интерполирования и приближения функций, 2 изд., М., 1954; 2) Натансон И. П., Конструктивная теория функций, М.—Л., 1949; 3) Березин И. С. и Жидков Н. П., Методы вычислений, т. 1, М., 1959.

В. И. Крылов.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ ФИГУРА (в кристаллооптике) — фигура, к-рая наблюдается в фокальной плоскости объектива микроскопа или собирательной линзы, установленной над кристаллич. пластинкой, помещенной между скрещенными поляризаторами и освещенной сходящимся пучком белого или монохроматич. света. В каждой точке И. ф. интерферируют волны, прошедшие через кристалл в одном и том же направлении. И. ф. часто наз. также коноскопической фигурой. И. ф. состоит из изогир и изохром. Изогирами наз. черные полосы, соответствующие тем направлениям волновых нормалей, для которых колебания параллельны колебаниям в николях. Изохромами наз. полосы различной интерференционной окраски при работе с белым светом и одной окраски (в чередовании с темными полосами) — при монохроматич. свете. Каждая из полос соответствует направлениям волновых нормалей, для к-рых разность хода двух волн, образовавшихся в результате двупреломления в кристалле, постоянна.



Монохроматическая интерференционная фигура двуосного кристалла в разрезе, перпендикулярном к острой биссектрисе угла оптических осей: *а* — в положении погасания; *б* — в диагональном положении.

Наиболее характерные И. ф. наблюдаются у одноосных кристаллов в разрезах, перпендикулярных к оптич. оси, у двуосных — в разрезах, перпендикулярных к острой биссектрисе угла оптич. осей. В 1-м случае при белом источнике света И. ф. представляет собой семейство концентрических разноцветных колец, пересеченных черным крестом, центр к-рого соответствует оптической оси кристалла (см. рис. 3, *а*, *б* к ст. *Интерференция поляризованных лучей*). Во 2-м случае И. ф.—семейство разноцветных овалов Кассини, пересекаемых в положении погасания черным крестом с неодинаковыми балками (рис., *а*). При повороте пластинки на 45° крест распадается на 2 ветви гиперболы (рис., *б*), вершины к-рой соответствуют выходам оптич. осей кристалла. В пластинках, ориентированных иначе, не всегда можно отличить двуосный кристалл от одноосного по И. ф.

И. ф. пользуются на практике: а) для определения «осности» и ориентации кристалла; б) для измерения угла оптич. осей (бинормалей); в) для определения оптич. знака кристалла; г) для обнаружения *вращения плоскости поляризации* и *дисперсии оптических осей*.

Лит.: Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958, с. 101—17; 2) Меланхолин Н. М. и Грум-Гржимайло С. В., Методы исследования оптических свойств кристаллов, М., 1954, с. 62—74.

Н. М. Меланхолин.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СПЕКТРОСКОПЫ — спектральные приборы, в к-рых разделение излучений различных длин волн (в большинстве случаев пространственное) осуществляется в результате интерференции когерентных лучей. К И. с. относятся спектральные приборы, в к-рых диспергирующим элементом служат *дифракционные решетки*, *Майкельсона эшелон*, *Люммера — Герке пластинка*, *интерферометры Фабри—Перо*. По существу И. с. являются все известные в наст. время спектральные приборы, за исключением призменных. Принцип действия И. с. состоит в следующем (рис. 1). Волна W, падающая на диспергирующий элемент D, преобразуется в совокупность когерентных вторичных волн w, сдвинутых по фазе друг относительно друга. Величина разности фаз между вторичными волнами зависит от устройства И. с. В дифракционных решетках, напр., вторичными волнами являются участки фронта падающей волны, выделяемые штрихами решетки. В интерферометре Фабри—Перо вторичные волны образуются в результате последовательных отражений всего волнового фронта от параллельных зеркал. В этих и всех др. случаях разность хода Δ между двумя вторичными волнами зависит от угла (угол φ на рис. 1) между пучком и направлением, связанным с диспергирующим элементом (напр., нормалью к решетке). С другой стороны, результат интерференции вторичных волн зависит от отношения Δ к длине волны λ. В направлениях φ_m, для которых $\Delta = m\lambda$, где m — целое число, в результате интерференции образуются интенсивные резкие максимумы, форма, ширина и положение к-рых зависят от устройства И. с. и способа наблюдения. Из ф-лы $\Delta = m\lambda$ следует, что при одном и том же значении числа m направления максимальной интенсивности для разных длин волн различны. Этой зависимостью $\varphi_m = \Phi(\lambda)$ пользуются для пространственного разделения излучений разных длин волн. Вид ф-ции $\varphi_m = \Phi(\lambda)$ различен у разных приборов; причем в случае дифракционных решеток и эшелона Майкельсона угол φ_m зависит также от угла падения ψ первичного пучка:

$$\Delta = d(\sin\psi + \sin\varphi_m) = m\lambda,$$

где d — период решетки.

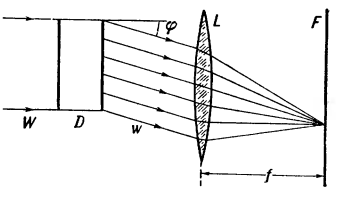


Рис. 1. Схема действия интерференционного спектроскопа: L — линза; f — фокусное расстояние линзы; F — фокальная плоскость линзы, где образуются интерференционные максимумы.

Поскольку число m в выражении $\Delta = m\lambda$ может принимать значение $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, то в И. с. образуется неск. спектров (и m определяет порядок спектра). Нулевой порядок $m = 0$ является ахроматическим, т. к. соотношение $\Delta = m\lambda$ при $m = 0$ справедливо для всех длин волн.

Теория позволяет вычислить распределение интенсивности света в зависимости от угла φ и длины волны λ. В общем случае это распределение задается произведением двух функций $I = I' \cdot I''$. Функция I', имеющая вид $(\sin u/u)^2$ (рис. 2), определяется дифракцией на отдельном штрихе дифракционной решетки (или ступеньки эшелона Майкельсона) или дифракцией на входной апертуре пластинки Люммера — Герке или интерферометра Фабри — Перо. Ф-ция I'' в случае интерференции конечного числа N пучков одинаковой интенсивности (дифракционная решетка, эшелон Майкельсона) имеет вид $(\sin Nv/\sin v)^2$ (рис. 3), где $v = \pi\Delta/\lambda$, а в случае бесконечно большого числа пучков, амплитуда которых уменьшается по закону геометрической прогрессии (интерферометр Фабри—Перо), имеет вид $1/(1 + \eta^2 \sin^2 v)$, где η — параметр, характеризующий ширину главного интерференционного максимума (рис. 4). Истинное распределение интенсивности определяется произведением ф-ций $I' \cdot I''$.

Рис. 2. График функции $I' = \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$.

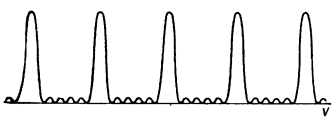


Рис. 3. График функции $I'' = \left(\frac{\sin Nv}{\sin v}\right)^2$

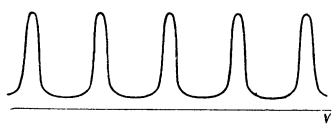


Рис. 4. График функции $I'' = \frac{1}{1 + \eta^2 \sin^2 v}$.

Всякий И. с. характеризуется угловой дисперсией, областью дисперсии и разрешающей силой. Угловая дисперсия $\frac{d\varphi}{d\lambda}$ определяется отношением углового расстояния $d\varphi$ между двумя максимумами ф-ции I'' для двух длин волн, отличающихся на $d\lambda$. Область дисперсии $\Delta\lambda = \lambda/m$ определяет величину спектрального интервала, при к-ром спектры соседних порядков m и $m + 1$ не перекрываются друг с другом. Теоретич. разрешающая сила $R = \lambda/\delta\lambda_m$, где $\delta\lambda_m$ — минимальная разность двух близких длин волн, к-рые можно различить в наблюдаемом спектре, равная спектральной ширине аппаратной ф-ции И. с. Если ф-ция I'' имеет вид $(\sin Nv/\sin v)^2$, то $\delta\lambda_m = \Delta\lambda/N$ и $R = \lambda/\delta\lambda_m = Nm$. Если же ф-ция I'' имеет вид $1/(1 + \eta^2 \sin^2 v)$, то выражениями $\delta\lambda_m = \Delta\lambda/N_{эфф}$ и $R = N_{эфф} m$ тоже можно пользоваться, если под $N_{эфф} = {}^1/_2\pi\eta$ понимать нек-рое эффективное конечное число пучков одинаковой интенсивности. Разрешающая способность И. с. обычно много больше разрешающей способности призменных приборов; поэтому И. с. применяются для исследования тонкой и сверхтонкой структуры спектральных линий. Аналогично призменным спектральным приборам они могут применяться как спектрографы, в к-рых регистрация спектра осуществляется с помощью фотопластинки, а также как монохроматоры при фотоэлектрич. регистрации спектра.

Различные И. с. значительно отличаются друг от друга величиной порядка спектра m, числом интерферирующих пучков N или $N_{эфф}$, величиной угловой дисперсии и области дисперсии. Так, в случае дифракционных решеток обычно пользуются спектрами 1-го ($m = 1$) или 2-го порядка ($m = 2$), а число пучков определяется числом штрихов решетки. В лучших решетках, имеющих длину порядка 100 *мм* с числом штрихов 1 200 на 1 *мм*, $N = 120\,000$. Область дисперсии $\Delta\lambda$ велика, и поэтому при работе с ними ограничение области спектра осуществляется с помощью светофильтров или грубых монохроматоров. Величина угловой дисперсии может в неск. раз превышать дисперсию трехпризменного спектрального прибора.

У эшелона Майкельсона и пластинки Люммера — Герке число интерферирующих пучков $N \approx 30$, но $m \approx 10^4$, в силу чего область дисперсии очень мала (для $\lambda = 5\,000$ Å, $\Delta\lambda = 0{,}5$ Å). У интерферометра Фабри — Перо m может достигать величины 10^4—10^5, а $N_{эфф}$ определяется коэфф. отражения зеркальных слоев, и при коэфф. отражения $\approx 95\%$ $N_{эфф} = 58$. Область дисперсии очень мала, $\Delta\lambda \approx 0{,}01$—$0{,}1$ Å, угловая же дисперсия очень велика, значительно превышая дисперсию призменных приборов (прибл. в 1000 раз) и других И. с.

Приборы, имеющие малую область дисперсии, применяются обычно вместе с призменными монохроматорами, причем часто в т. н. скрещенных схемах, когда направление дисперсии призменного спектрографа перпендикулярно направлению дисперсии И. с. (рис. 5).

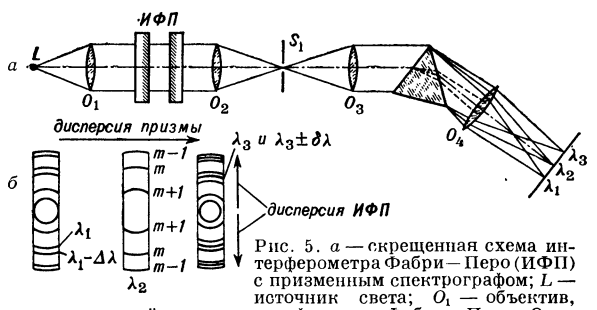


Рис. 5. *а* — скрещенная схема интерферометра Фабри—Перо (ИФП) с призменным спектрографом; L — источник света; O_1 — объектив, направляющий свет на интерферометр Фабри—Перо; O_2 — объектив, отображающий интерференционную картину на щель S_1 призменного спектрографа; O_3 и O_4 — объективы коллиматора и камеры спектрографа. *б* — схема получающейся спектрограммы; λ_1 и $\lambda_1 - \Delta\lambda$ — две близкие линии; λ_2 — одиночная линия; λ_3 и $\lambda_3 \pm \Delta\lambda$ — три близкие линии.

Кроме рассмотренных выше многолучевых интерферометров, в качестве И. с. применяются двухлучевые интерферометры, напр. *интерферометр Майкельсона*, с непрерывным перемещением одного из зеркал и фотоэлектрич. регистрацией. В этом случае измеряемой величиной является преобразование Фурье от спектра исследуемого излучения. Для получения обычного спектра излучения необходимо вычислить обратное преобразование Фурье.

При регистрации спектров большое значение имеет величина потока радиации, выделяемого монохроматором при заданном спектральном интервале. При прочих равных условиях поток будет тем больше, чем больше угловая дисперсия (см. *Спектральные приборы*). И. с., у к-рых угловая дисперсия больше, чем у призменных монохроматоров, будут, следовательно, выделять больший поток при одной и той же практической разрешающей силе или смогут обеспечить большую разрешающую силу при одной и той же величине потока радиации. Так, монохроматор с дифракционной решеткой, площадь к-рой равна площади основания призмы, при равной разрешающей силе и равных угловых размерах высот щелей дает в 10—20 раз больший поток.

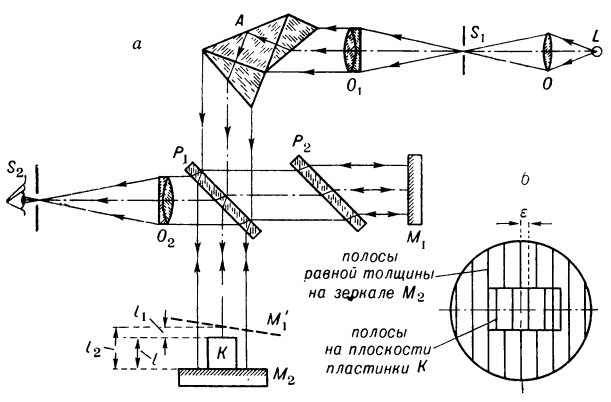
Интерферометр Фабри — Перо, в отличие от призмы, дифракционной решетки и пластинки Люммера — Герке, является спектральным прибором с двухмерной дисперсией, т. к. интерференционные максимумы (кривые равного наклона) имеют форму концентрич. колец. Поэтому для фотоэлектрич. регистрации спектра в центре картины устанавливают круглую диафрагму (вместо щели в приборах с призмой или решеткой). При этом получают поток в 50—100 раз больший, чем с монохроматором с дифракционной решеткой (при равной площади решетки и пластин интерферометра и равной разрешающей силе). Интерферометр Майкельсона с преобразованием Фурье дает такой же геометрич. выигрыш, как интерферометр Фабри — Перо. Кроме того, в этом методе весь исследуемый спектр регистрируется одновременно (подобно фотографич. методу), в то время как во всех остальных спектральных приборах с фотоэлектрич. регистрацией спектр сканируется последовательно по длинам волн. Это позволяет получить в ряде случаев (напр., в инфракрасной области спектра) выигрыш во времени при одной и той же разрешающей силе или выигрыш в разрешающей силе при одном и том же полном времени регистрации спектра.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Королев Ф. А., Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., 1953; 3) Толантский С., Спектроскопия высокой разрешающей силы, пер. с англ., М., 1955; 4) Сойер Р., Экспериментальная спектроскопия, пер. с англ., М., 1953; 5) Фриш С. Э., Техника спектроскопии, Л., 1936; 6) Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов, под ред. А. Н. Зайделя, Л.—М., 1960; 7) Жакино П., «УФН», 1960, т. 72, вып. 4.

В. И. Малышев.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ КОМПАРАТОР — интерферометр для абсолютных измерений длин концевых мер (измерительных плиток) сравнением (компарированием) их с длиной волны света, а также для относительных измерений длин двух концевых мер.

Наиболее часто в качестве И. к. применяется интерферометр Кёстерса, к-рый представляет собой сочетание *интерферометра Майкельсона* и призменного *монохроматора* (рис., *а*). Свет от источника линейчатого спектра L (гелиевой, криптоновой или кадмиевой



а — схема интерферометра Кёстерса; *б* — видимая интерференционная картина.

разрядной трубки) направляется конденсором O на горизонтальную щель S_1 входного *коллиматора*. Призма A (обычно призма Аббе) разлагает в спектр параллельный пучок лучей, падающий на нее из объектива O_1, и направляет его на разделит. пластинку P_1 интерферометра. На поверхность зеркала интерферометра M_2 (в центре его) притирают измерит. концевую меру K, чтобы середина ее совпала с осью прибора. Зеркало M_1 ориентируют так, чтобы его мнимое изображение M_1' образовало небольшой воздушный клин с зеркалом M_2. В результате интерференции лучей, отраженных от M_1, от плоскости концевой меры K и от свободной поверхности зеркала M_2, образуются 2 системы интерференционных полос равной толщины, к-рые наблюдаются через горизонтальную щель S_2 выходного коллиматора (рис., *б*). Поворачивая призму A, совмещают щель S_2 с различными монохроматич. изображениями щели S_1 и наблюдают интерференционные картины в различных длинах волн. Если расстояния вдоль оси прибора от M_1 до M_2 и K есть l_2 и l_1 соответственно (рис., *а*), то разности фаз в двух системах полос на оси прибора равны $2l_2 = (m_2 + \varepsilon_2)\lambda$ и $2\,l_1 = (m_1 + \varepsilon_1)\lambda$, где m_1 и m_2 — целые числа, а ε_1 и ε_2 — правильные дроби. Толщина концевой меры равна $l = l_2 - l_1 = (m + \varepsilon)\,\lambda/2$, где $m = m_2 - m_1$ и $\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$. Измерение l сводится, т. о., к определению целого числа m и дроби ε. Последняя непосредственно вычисляется из смещения полос двух систем в середине поля зрения (рис., *б*). Трудность состоит в определении m, т. к. величина m в зависимости от l может быть очень большой (десятки тысяч). В связи с этим предварительно измеряют l механич. методами с точностью 1—2 μ и приближенно определяют m (с точностью 4—8 единиц, т. к. $\lambda/2 \approx 0{,}25$ μ). Затем измеряют смещения полос ε для различных длин волн и сопоставляют их с величинами ε для тех же λ и нескольких значений m, близких к тому, что было найдено приближенно. Совпадение вычисленных и измеренных величин ε для многих длин волн может быть только при правильном выборе числа m. Точность измерения l при правильно найденном значении m определяется точностью определения ε. Оценка на глаз величины смещения полос ε может быть сделана с точностью до $^1/_{20}$ λ, и, следовательно, длина l может быть измерена с точностью 0,025 μ. Для относительных измерений длин двух концевых мер их притирают на зеркало M_2 и по величине смещения интерференционных полос находят разность их длин.

Лит.: 1) Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952; 2) Кондрашков А. В., Интерференция света и ее применение в геодезии, М., 1956.

В. П. Малышев.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ РАДИОДАЛЬНОМЕР — устройство, основанное на применении интерференционных явлений в диапазоне радиочастот (см. *Интерференция радиоволн*) и служащее для измерения расстояний между точками расположения спец. радиостанций.

По аналогии с оптич. *интерферометрами* И. р. состоит из задающей станции, непрерывно излучающей электромагнитные волны частоты f, и отражающей станции, принимающей эти волны и когерентно переизлучающей их на частоте nf/m (n и m — целые числа, обычно $n/m = {}^3/_2$ или $^4/_3$). Электромагнитные волны частоты nf/m принимаются приемником задающей станции, где *фазометром* определяется сдвиг фазы между колебаниями частоты f и nf/m. Трансформация частот на отражающей станции необходима для предотвращения попадания на вход приемников задающей и отражающей станций излучения собственных передатчиков. В радиоинтерферометрах, в отличие от оптич. интерферометров, возможно плавное изменение рабочей частоты генераторов в широких пределах. И. р. обычно работает по методу изменения частоты излучаемых колебаний. При плавном изменении рабочей частоты число длин волн, укладывающихся между задающей и отражающей станциями, непрерывно изменяется, что приводит к изменению измеряемой разности фаз. Если заданы или известны из дополнит. измерений фазовая скорость v, а также начальная и конечная рабочие частоты $f_н$ и $f_к$, то отсчет изменения разности фаз между колебаниями $\Delta\Phi$ позволяет однозначно определить

расстояние из соотношения $2R = \frac{v}{|f_н - f_к|}\Delta\Phi$. Первые И. р. диапазона 100—600 *м* с дальностью действия до 200 *км* разработаны в СССР Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси при участии Е. Я. Щеголева (тип МПЩ) и с 1935 г. стали применяться в гидрографии, геодезии и для исследования условий распространения радиоволн. Если в И. р. использовать диапазон УКВ (напр., $f = 100$ *Мгц*), то при измерении расстояния порядка 10 *км* относит. ошибка измерений $\approx 3 \cdot 10^{-6}$ (при осциллографич. трубке в качестве фазометра).

Известны также др. типы интерференционных радиодальномерных устройств: 1) передвижной радиоинтерферометр (иногда наз. «радиолаг»), состоящий из двух станций, перемещающихся друг относительно друга. В этом приборе рабочая частота стабилизована и не меняется во время измерений. Изменение разности фаз происходит из-за изменения расстояния между станциями. Т. о., прибор позволяет измерять разность расстояний ΔR между конечным и начальным взаимными положениями станций или величину смещения подвижной станции относительно неподвижной, причем $2\Delta R = v\Delta\Phi/f$. Из-за постоянства f этот прибор принципиально более точен, чем И. р. 2) Фазовый зонд — сдвоенный или строенный приемник с фазометрами, позволяющий определить фазовые сдвиги между колебаниями, приходящими в данную точку от двух или трех передатчиков. Существуют 2 варианта фазового зонда, основанных либо на методе изменения частоты, либо на методе перемещения станций. Примером фазового зонда на длинных волнах (3 500 *м*, 2 626 *м*, 2 335 *м*) может служить радионавигационная система для определения положения движущихся объектов на расстояниях днем до 1 000 *км*, ночью — до 500 *км*, наз. Decca-Navigator.

Абс. ошибка измерения расстояний с помощью И. р. не зависит от величины самого расстояния, т. к. целое число фазовых циклов на измеряемом участке может быть определено точно. Это приводит к уменьшению относит. ошибки с увеличением расстояния (до 10^{-6}), чем И. р. выгодно отличаются от геодезич. способов измерения. Точность измерения R и ΔR может быть повышена увеличением разрешающей способности фазометров (напр., умножением частоты и др. способами). При неизменной разрешающей способности фазометров точность определения расстояний повышается с ростом f. Кроме ошибок, связанных с отсчетом фазы, источниками погрешностей могут также быть: нестабильность частоты задающего генератора, флуктуации фазовой скорости радиоволн на трассе, изменение аппаратурного фазового сдвига в процессе эксперимента, некруговая фазовая структура поля антенн, отражения от ионосферы, дифракция радиоволн и т. п.

И. р. применяется для изучения распространения и измерения скорости радиоволн, если известны Δf и R.

Лит.: 1) Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности. Сб. статей под ред. Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, М.—Л., 1945; 2) Щеголев Е. Я., Морские радионавигационные устройства, Л., 1954; 3) Бонч-Бруевич А. М. и Широков В. И., Некоторые вопросы фазовых измерений, «ЖТФ», 1955, т. 25, вып. 10.

В. И. Медведев.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ РЕФРАКТОМЕТР — прибор для измерения показателей преломления прозрачных сред, основанный на явлении интерференции света. См. *Интерферометр Жамена*, *Интерферометр Рэлея*, *Рефрактометры*.

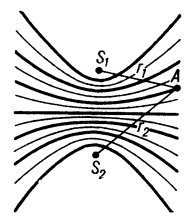
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ волн — явление усиления или ослабления амплитуды результирующей волны в зависимости от соотношения между фазами складывающихся в пространстве двух (или нескольких) волн с одинаковыми периодами. И. имеет место для всяких волн независимо от их природы.

Когда в пространстве распространяются 2 волны, то в случае, если среда, в к-рой они распространяются, линейна (т. е. отсутствует зависимость свойств среды от происходящих в ней процессов), соблюдается *суперпозиции принцип* и результирующее колебание представляет собой геометрич. сумму колебаний, соответствующих каждой из складывающихся волн. В наиболее простом случае И. — при сложении двух гармонич. волн, направления колебаний в к-рых в каждой точке приблизительно совпадают, — амплитуда результирующей волны в к.-л. точке пространства

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\varphi},$$

где A_1 и A_2 — амплитуды складывающихся волн, а φ — разность фаз между ними в рассматриваемой точке. Вследствие того, что обе волны приходят в каждую точку различными путями, разность фаз изменяется от точки к точке, а вместе с тем изменяется и значение амплитуды результирующего колебания. Амплитуда достигает максимума, равного $A_1 + A_2$, в точках, где $\varphi = 2\pi n$ (n — целое число), и минимума, равного $A_1 - A_2$, в точках, где $\varphi = \pi(2n + 1)$.

Если разность фаз φ в каждой точке не изменяется со временем, что имеет место при соблюдении условия *когерентности*, то в пространстве получается нек-рое неизменное распределение амплитуд результирующей волны с чередующимися максимумами и минимумами. Геометрич. места точек с одинаковой разностью фаз представляют собой нек-рые поверхности, вид к-рых зависит от свойств и взаимного расположения источников волн. В простейшем случае двух точечных источников S_1 и S_2 в однородной среде (см. рис.), излучающих сферич. волны в одинаковой фазе, разность фаз обеих волн в к.-л. точке $\varphi = 2\pi(r_1 - r_2)/\lambda$, где r_1 и r_2 — расстояния от обоих источников до рассматриваемой точки A, λ — длина волны, а $\Delta = r_1 - r_2$ — разность хода интерферирующих лучей (для упрощения рассматривается картина И. в среде с коэфф. преломления, равным 1). Геометрич. места точек, для к-рых $\Delta = \text{const}$, являются гиперболоидами вращения. Гиперболы (см. рис.) представляют собой сечения плоскостью чертежа соответственно гиперболоидов максимальной (жирные линии) и минимальной (тонкие линии) амплитуд.



Интерференционные максимумы при наличии двух когерентных источников.

На простейшем примере двух точечных источников может быть выяснен важный вопрос об излучении энергии интерферирующими источниками. При сложении двух волн среднее значение плотности потока энергии пропорционально квадрату результирующей амплитуды

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\varphi.$$

Т. о., при наличии И. среднее значение плотности потока энергии в результирующей волне не равно сумме средних значений плотностей потоков энергии, к-рую переносила бы каждая из интерферирующих волн в отдельности: в одних направлениях оно больше, а в других — меньше, чем сумма плотностей потоков энергии, к-рую излучил бы каждый из источников в отсутствие другого. Т. о., происходит перераспределение потоков энергии в пространстве. В то время как для одного точечного источника плотность потока энергии во всех направлениях одинакова, для двух интерферирующих точечных источников она зависит от направления.

Значение полного потока энергии, излучаемой обоими источниками, существенно зависит от соотношения между расстоянием, на к-ром находятся друг от друга источники, и длиной волны λ. Если расстоя-

ние это во много раз превышает λ, то полную энергию, излучаемую двумя источниками, можно считать равной сумме полных энергий, к-рые излучал бы каждый источник в отдельности в отсутствие другого; если же расстояние между источниками невелико по сравнению с λ, то полная энергия будет либо больше, либо меньше этой суммы в зависимости от расстояния между источниками и соотношения между их фазами. Объясняется это тем, что в случае источников, расположенных на расстояниях, сравнимых с λ, их взаимодействие (в зависимости от соотношения между фазой колебаний данного источника и фазой, в к-рой действует на данный источник волна, создаваемая др. источником) может либо увеличить, либо уменьшить излучение энергии данным источником.

Основные черты И. двух точечных источников остаются неизменными и для других случаев И. Один из важных и часто встречающихся случаев И., когда интерферируют прямая и отраженная волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, приводит к образованию т. н. *стоячих волн*.

И. может наблюдаться только при выполнении условия когерентности. Тогда характерное распределение амплитуд с чередующимися максимумами и минимумами остается неподвижным в пространстве (или перемещается столь медленно, что за время, необходимое для наблюдения, максимумы и минимумы не успевают сместиться на величину, сравнимую с расстоянием между ними). Нарушение когерентности волн может происходить вследствие различных причин. Одной из причин является несовпадение частот обеих складывающихся волн. Тогда вследствие изменения разности фаз обеих волн со временем амплитуда результирующей волны в каждой точке будет изменяться периодически, с частотой *биений*, равной разности частот обеих волн. Если частота биений достаточно мала, так что время, необходимое для наблюдений картины И., будет существенно меньше периода биений, то можно зафиксировать характерную картину И. Измерения в каждой точке дадут среднее за время наблюдений значение амплитуды результирующей волны

$$\bar{A} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\overline{\cos\varphi}},$$

где $\overline{\cos\varphi}$ — среднее значение $\cos\varphi$ за время наблюдения. Если же период биений столь мал, что он меньше времени наблюдений, то за это время разность фаз φ успеет измениться на величину, превышающую 2π, принимая при этом все возможные значения, т. е. происходит полное нарушение когерентности двух складывающихся волн и

$$\overline{\cos\varphi} = 0, \qquad \bar{A} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}.$$

При этом максимумы и минимумы «размываются» и интерференционная картина исчезает, а среднее значение плотности потока энергии оказывается пропорциональным $\bar{A}^2 = A_1^2 + A_2^2$, в отличие от когерентных источников, где происходит сложение амплитуд; это различие является одним из наиболее характерных признаков наличия или отсутствия И.

Помимо несовпадения частот складывающихся волн, нарушение когерентности может происходить вследствие того, что фазы обеих волн испытывают независимые, достаточно частые изменения в результате изменений, происходящих либо в самих излучателях (напр., при возникновении в двух излучателях колебаний с различными начальными фазами), либо на путях распространения обеих волн (напр., вследствие изменений скорости распространения волн, при флуктуациях плотности среды). Если эти хаотич. изменения фаз невелики, то картина И. не исчезает, а лишь размывается и становится менее резкой. Если же хаотич. изменения разности фаз двух волн в каждой точке достигают значений, превышающих 2π, и за время наблюдений происходят неоднократно, то так же, как и в случае несовпадения частот, за время наблюдений среднее значение $\overline{\cos\varphi} = 0$ и, следовательно, $\bar{A}^2 = A_1^2 + A_2^2$, т. е. происходит полное нарушение когерентности складывающихся волн.

Описанные выше основные черты И. в одинаковой степени относятся как к упругим волнам, так и к электромагнитным. Однако методы осуществления И. в случае акустич. волн и радиоволн, с одной стороны, и световых волн, с другой, существенно различны вследствие различия в возможностях осуществления когерентных источников. В 1-м случае легко можно обеспечить когерентность различных излучателей (напр., питая разные громкоговорители или антенны одним и тем же током), в случае же световых волн при обычных механизмах их возбуждения (тепловое излучение и люминесценция) не обеспечивается когерентность волн, излучаемых отдельными частицами (атомами, молекулами), составляющими источник света (см. *Интерференция света*). С помощью источника света, состоящего из большого числа элементарных некогерентных между собой излучателей, можно наблюдать картину И. только в том случае, когда каждый элементарный излучатель в результате И. испускаемых им когерентных волн дает такое же распределение интенсивностей в пространстве, как и всякий другой элементарный излучатель.

Если различные элементарные излучатели дают неодинаковое распределение интенсивностей в пространстве, т. е. положения интерференционных максимумов (и минимумов) в пространстве немного не совпадают, то картина И. частично размывается — становится менее резкой. Если же максимумы от одних элементарных излучателей перекрываются с минимумами от других элементарных излучателей, картина И. полностью размывается. Сформулированное условие наблюдаемости И. (совпадение в пространстве распределений интенсивностей, получающихся в результате И. от каждого элементарного излучателя) накладывает жесткие ограничения на размеры, форму и расположение источников света (способы выполнения указанного выше условия см. *Интерференция света*).

Явления И. находят важные применения гл. обр. при решении различных измерит. задач как в научных исследованиях, так и в технике. Эти применения в большинстве случаев основаны на том, что между длиной волны, разностью хода интерферирующих волн и расположением интерференционных максимумов и минимумов существует вполне определенная связь. Поэтому, зная разность хода интерферирующих волн, можно по расположению максимумов и минимумов определять λ или, наоборот, зная λ, по расположению максимумов и минимумов определять разность хода лучей, т. е. измерять расстояния (см. *Интерферометр*, *Интерферометр акустический*, *Интерференционный радиодальномер*).

Есть, однако, существенное различие между возможностями, к-рые дает применение явления И. в случае акустических и радиоволн, с одной стороны, и световых — с другой. В случае акустических и радиоволн, независимо от тех данных, к-рые можно получить из И., частота колебаний ν может быть измерена непосредственно. Однако методов непосредственного измерения частоты колебаний в световой волне не существует, и ν может быть определено только из тех же интерференционных измерений λ, поскольку скорость света известна из других (неинтерференционных) измерений. Но для определения абс. скорости распространения волн необходимо независимо измерить как λ, так и ν. Поэтому И. световых волн, хотя и дает возможность измерять отношения скоростей распро-

странения волн в разных средах (т. е. отношение коэфф. преломления этих сред), но не дает возможности измерять абс. скорость света. В случае же акустических или радиоволн можно, измеряя при помощи И. λ и независимо ν колебаний, возбуждающих эти волны, найти абс. скорость распространения волн. Именно таким путем Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси впервые измерили скорость распространения радиоволн над земной поверхностью.

Лит.: 1) Горелик Г. С., Колебания и волны, М.—Л., 1950, гл. 5, § 6, гл. 10, § 5, 6 и 7; 2) Шефер К., Теоретическая физика, т. 3, ч. 2 — оптика, пер. с нем., М.—Л., 1938, гл. X, § 84 и 85; 3) Шустер А., Введение в теоретическую оптику, пер. с англ., Л.—М., 1935, § 29, 30, 31. См. также литературу при ст. *Интерференция света.* *С. Э. Хайкин.*

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В АКУСТИКЕ — явление взаимного усиления или ослабления при сложении акустических или электрических колебательных процессов, представляющих звуковые сигналы. При сложении периодич. процессов явления И. в а. подчиняются общим закономерностям (см. *Интерференция* волн); специфич. особенности обнаруживаются при сложении случайных процессов, представляющих натуральные звучания, в частности речь и музыку. Эти процессы либо вовсе не являются в статистич. смысле стационарными, либо же свойство стационарности может быть приписано лишь таким реализациям, длительность к-рых значительно превышает время осреднения интенсивности сигнала при его слуховом восприятии. В соответствии с этим наблюдаемые эффекты И. в а. не будут, как это имеет место в оптич. случае, стационарными; они изменяются во времени как по величине, так и по знаку.

Текущее значение непрерывно осредняемой интенсивности акустич. сигнала, отнесенное к моменту времени t, может быть представлено случайной ф-цией

$$I(t)=\frac{1}{T}\int\limits_{-\infty}^{t}\exp\left(-\frac{t-x}{T}\right)f^2(x)dx, \qquad (x\leqslant t),$$

где $f(t)$ — сигнальная ф-ция, T — постоянная времени, характеризующая интеграционную способность приемника сигналов. Ф-ция веса $\frac{1}{T}\exp\left(-\frac{t-x}{T}\right)$ вводится для выделения медленно меняющейся (т. е. наблюдаемой при слуховом восприятии) компоненты ф-ции $I(t)$; постоянная T должна быть выбрана не меньшей 25—30 *мсек*. При сложении двух сигналов $f(t)=f_1(t)+f_2(t)$ и

$$I(t)=\frac{1}{T}\int\limits_{-\infty}^{t}\exp\left(-\frac{t-x}{T}\right)\left[f_1^2(x)+f_2^2(x)+2f_1(x)f_2(x)\right]dx=$$
$$=I_1(t)+I_2(t)+2r_{12}(t),$$

где $I_1(t)$ и $I_2(t)$ — текущие значения интенсивности каждого из складывающихся сигналов, а

$$r_{12}(t)=\frac{1}{T}\int\limits_{-\infty}^{t}\exp\left(-\frac{t-x}{T}\right)f_1(x)f_2(x)dx-$$

случайная ф-ция текущей взаимной корреляции сигналов $f_1(t)$ и $f_2(t)$. В особенно интересном частном случае, когда один из сигналов является запаздывающим на время τ повторением другого, эта ф-ция становится ф-цией текущей автокорреляции сигнала $f(t)$ [1]:

$$r_\tau(t)=\frac{1}{T}\int\limits_{-\infty}^{t}\exp\left(-\frac{t-x}{T}\right)f(x)f(x-\tau)dx.$$

Складывающиеся сигналы можно считать когерентными, если вероятность значений ф-ций текущей корреляции $r_{12}(t)$ или $r_\tau(t)$, значительно отличающихся в ту или другую сторону от нуля, достаточно велика. Количественной мерой когерентности акустич. сигнала и его запаздывающего повторения может служить нормированное среднеквадратичное значение ф-ции текущей автокорреляции

$$\mu(\tau)=\left[\frac{\int r^2w_\tau(r)\,dr}{\int r^2w_0(r)\,dr}\right]^{1/2},$$

где $w_\tau(r)$ — первое распределение случайной ф-ции $r_\tau(t)$, а $w_0(r)$ — распределение текущей интенсивности сигнала $f(t)$; интеграция должна распространяться на всю область изменения ф-ций $r_\tau(t)$ и $r_0(t)$. Аналогично можно нормировать и коэфф. когерентности двух разнородных сигналов $f_1(t)$ и $f_2(t)$.

Измерения текущей автокорреляции речевого сигнала показывают [2], что временной сдвиг τ, при к-ром когерентность практически уже утрачивается, составляет 50—60 *мсек*; при этом коэфф. когерентности падает до 0,25—0,3. Для различных музыкальных звучаний интервал когерентности оказывается лежащим в очень широких пределах, доходя в отдельных случаях до 300—400 *мсек*.

Лит.: 1) Фурдуев В. В., Интерференция и когерентность акустических сигналов, «Акуст. ж.», 1959, т. 5, вып. 1, с. 111; 2) Фурдуев В. В. и Кречмер С. И., Текущая автокорреляция речевого сигнала, в сб.: 100 лет со дня рождения А. С. Попова, М., 1960, с. 229; 3) Fano R. M., Short-time autocorrelation functions and power spectra, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1950, v. 22, № 5, p. 546. *В. В. Фурдуев.*

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ (в оптике) — явления, возникающие при сложении когерентных световых волн с одинаковым состоянием поляризации. В общем случае сложения двух различно поляризованных когерентных световых волн происходит векторное сложение их амплитуд, приводящее к *эллиптической поляризации*. В частном случае, если направления колебаний совпадают, возникает И. п. л.

И. п. л. обычно наблюдается при прохождении линейно-поляризованного света через анизотропные среды. Попадая в такую среду, линейно-поляризованный луч разделяется на 2 когерентных, поляризованных во взаимно-перпендикулярных плоскостях луча. Вследствие различного состояния поляризации скорость их распространения в этой среде различна, и между ними возникает разность фаз, зависящая от расстояния, пройденного в веществе. Если повернуть плоскость поляризации одного из лучей до совпадения с плоскостью поляризации др. луча или выделить из обоих лучей компоненты с одинаковым направлением колебаний, то такие лучи будут интерферировать.

Обычная схема наблюдения И. п. л. в параллельных лучах показана на рис. 1, *а*. Пучок параллельных лучей выходит из поляризатора N_1 линейно-поляризованным. В пластинке K, вырезанной из двоякопреломляющего одноосного кристалла параллельно его

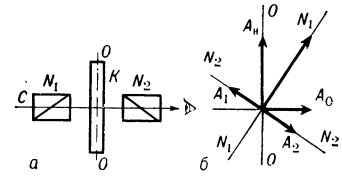


Рис. 1. *а* — схема для наблюдения интерференции поляризованных лучей в параллельных лучах: K — пластинка, вырезанная из двоякопреломляющего одноосного кристалла; OO — оптическая ось кристалла, лежащая в плоскости чертежа перпендикулярно CC. *б* — определение амплитуд колебаний, соответствующих схеме *а*: N_1N_1, N_2N_2 — направления колебаний, пропускаемых соответственно поляризатором и анализатором.

оптич. оси и расположенной перпендикулярно падающим лучам, происходит разделение луча на слагающую $A_н$ (рис. 1, *б*) с колебаниями в направлении оптич. оси (необыкновенный луч) и слагающую A_0 с колебаниями, перпендикулярными этой оси (обыкновенный луч). Оба луча распространяются в ориентированной т. о. пластинке по одному направлению, но с разными скоростями, и набирают разность хода, нарастающую по мере продвижения лучей в K. При выходе из K разность фаз необыкновенного и обыкновенного лучей равна $\delta=(1/\lambda)\cdot 2\pi l\,(n_0-n_н)$, где l — толщина пластинки K, λ — длина волны падающего света, n_0 и $n_н$ — показатели преломления пластинки соответственно для обыкновенного и необыкновенного лучей.

Анализатор N_2 пропускает из каждого луча слагающую с колебаниями, лежащими в плоскости его главного сечения. Если главные сечения поляризатора и анализатора перпендикулярны ($N_2 \perp N_1$), то слагающие A_1 и A_2 имеют одинаковые амплитуды и разность фаз $\Delta = \delta + \pi$. Они когерентны и интерферируют между собой. В зависимости от величины Δ наблюдатель увидит пластинку темной [$\Delta = (2k+1)\pi$, где k — целое число] или светлой ($\Delta = 2k\pi$) в свете монохроматическом и окрашенной — в белом (см. *Интерференция света*). В случае, если пластинка неоднородна по толщине или по показателю преломления, места с одинаковой толщиной или с одинаковым показателем преломления будут соответственно темными или светлыми (или одинаково окрашенными). Линии, на к-рых расположены эти места, наз. изохромами.

Пример И. п. л. в сходящихся лучах показан на рис. 2. Сходящийся плоскополяризованный пучок лучей из линзы L_1 падает на исследуемую пластинку, вырезанную из одноосного кристалла перпендикулярно его оптич. оси. При этом лучи разного наклона проходят разные пути в пластинке и, следовательно, обыкновенный и необыкновенный лучи набирают неодинаковые разности хода $\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{l}{\cos\psi}(n_o - n_н)$, где ψ — угол между направлением распространения обоих лучей и нормалью к поверхности кристалла.

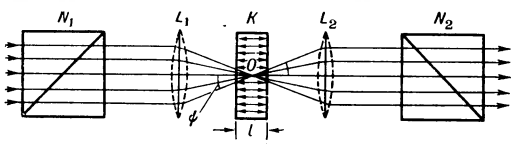


Рис. 2. Схема для наблюдения интерференции поляризованных лучей в сходящихся лучах; L_1, L_2 — линзы.

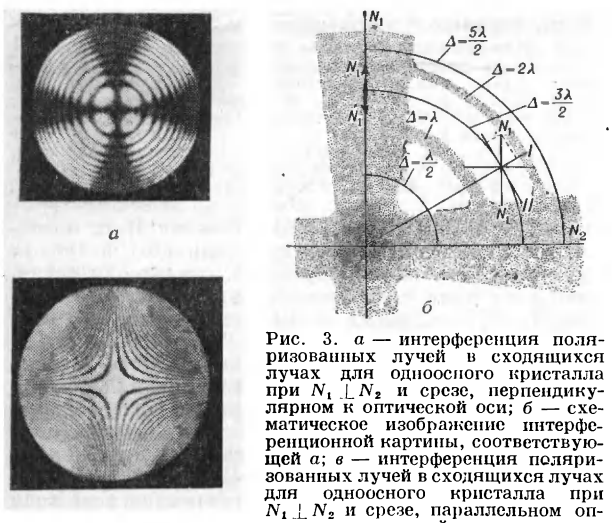


Рис. 3. *а* — интерференция поляризованных лучей в сходящихся лучах для одноосного кристалла при $N_1 \perp N_2$ и срезе, перпендикулярном к оптической оси; *б* — схематическое изображение интерференционной картины, соответствующей *а*; *в* — интерференция поляризованных лучей в сходящихся лучах для одноосного кристалла при $N_1 \perp N_2$ и срезе, параллельном оптической оси.

Интерференционная картина для этого случая показана на рис. 3. Точки, соответствующие одинаковым разностям фаз Δ, расположены по концентрич. окружностям, к-рые в зависимости от величины Δ будут темными или светлыми (в белом свете — окрашенными). Лучи, входящие в K с колебаниями, параллельными главной плоскости или перпендикулярными к ней, не разделяются на 2 слагающие и при $N_2 \perp N_1$ не будут пропущены анализатором. В этих плоскостях получится темный крест. Если $N_2 \parallel N_1$, крест будет, напротив, светлым.

Геометрич. место точек, соответствующих одинаковой разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, образует в пространстве т. н. изохроматическую поверхность (сечение ее плоскостью пластинки дает изохрому). Такая поверхность для одноосного кристалла показана на рис. 4; она близка к гиперболоиду вращения, ось к-рого совпадает с оптич. осью кристаллич. пластинки; сечения, перпендикулярные оси, представляют собой круги, а параллельные оси — близки к гиперболам. Картина И. п. л. для двуосного кристалла показана на рис. в ст. *Интерференционная фигура*.

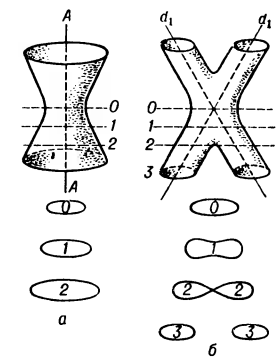


Рис. 4. Изохроматическая поверхность: *а* — для одноосного кристалла, *б* — для двуосного (AA и d_1 совпадают с осями одно- и двуосного кристаллов).

И. п. л. находит широкое применение в кристаллооптике для определения структуры и ориентации осей кристалла, а также в минералогии и петрографии для определения минералов и горных пород (с помощью поляризационного микроскопа). Другим важным применением И. п. л. являются обнаружение и исследование натяжений и деформаций в веществе, при наличии которых в изотропной среде обычно возникает *двойное лучепреломление*. Таким способом контролируется, например, отсутствие натяжений в оптических деталях [5]. В машиностроении, теории сопротивления материалов и конструкций, в случаях, когда натяжения и деформации трудно поддаются расчету, картина их может быть получена на модели из прозрачного материала, подвергнутой соответствующим нагрузкам и помещенной в схему типа рис. 1. Места одинаковых напряжений будут изохромами (см. *Оптический метод исследования напряжений*). И. п. л. используется также для получения особо узкополосных светофильтров [6], для исследования состояния поляризации света, для определения природы элементарных излучателей [7].

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Борн М., Оптика, пер. с нем., Харьков, 1937, гл. 3, § 64—66; 3) Шубников А. В., Оптическая кристаллография, М.—Л., 1950; 4) Меланхолин Н. М. и Грум-Гржимайло С. В., Методы исследования оптических свойств кристаллов, М., 1954; 5) Фрохт М. М., Фотоупругость, пер. с англ., т. 2, М.—Л., 1950; 6) Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, М., 1958, гл. 8, § 2; 7) Феофилов П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул, кристаллов, М., 1959, гл. 6.

В. А. Кизель.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РАДИОВОЛН — явление, наблюдающееся при одновременном действии нескольких распространяющихся радиоволн, при к-ром возникает стационарное или медленно меняющееся пространственное распределение амплитуды и фазы результирующих электромагнитных колебаний.

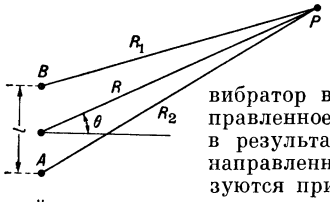
Примером интерференционной картины является распределение амплитуд и фаз стоячей волны в радиоволноводе, образующейся в результате сложения прямой и отраженной от нагрузки волн. Измеряя характеристики стоячей волны, определяют параметры оконечной нагрузки *волновода* (см. *Измерительная линия*).

Более сложная интерференционная картина возникает в пространстве излучения двух вибраторов A и B, разнесенных на расстояние l (см. рис.). В этом случае разность фаз их колебаний в точке P для однородного пространства: $\Delta\varphi = 2\pi\lambda\ (R_2 - R_1) + \psi_2 - \psi_1$, где λ — длина волны, ψ_1 и ψ_2 — начальные фазы

колебаний вибраторов. Из этого соотношения следует, что в данном случае поверхности равной разности фаз (изофазные поверхности) образуют семейство гиперболоидов вращения. Т. к. разность фаз в рассматриваемом случае является ф-цией разности расстояний, то ее измерение может служить методом определения местоположения приемника радиоволн относительно излучателей. Этот метод применяется в радионавигации (фазовые зонды).

В отличие от оптики, в радиотехнике возможно непосредственное измерение частоты излучаемых колебаний. Поэтому, исследуя интерференционную структуру поля двух передатчиков, работающих на одной частоте, можно измерять расстояние между ними. Наоборот, зная это расстояние, можно с высокой степенью точности определить скорость распространения радиоволн в данных условиях. Существует несколько интерференционных методов измерения расстояний и скорости радиоволн (см. [1, 2], а также *Интерференционный радиодальномер*).

Амплитуда поля двух вибраторов является ф-цией угла θ (см. рис.) и в ряде направлений имеет максимумы и минимумы. Если $l \leqslant \lambda$, то максимум будет один. Т. о., в то время как каждый вибратор в отдельности дает ненаправленное излучение, система их в результате интерференции дает направленное излучение. Этим пользуются при создании *антенн* большой направленности, представляющих собой системы вибраторов со специально подобранным распределением амплитуд и фаз колебаний. Меняя это распределение (особенно фазовое), получают эффект качания луча антенны, к-рый часто применяется на практике (см. *Направленное действие антенны*).



Интерференционное поле двух вибраторов в случае $l > \lambda$ имеет многолепестковую структуру. Подобная структура, напр., образуется при распространении ультракоротких радиоволн вдоль земной поверхности в результате интерференции прямой и отраженной от поверхности Земли волн [3] и часто является помехой в радиолокации. Это же приводит к тому, что напряженность электромагнитного поля антенны (с ростом расстояния от нее) вдоль поверхности Земли меняется по иному (квадратичному) закону, нежели это имеет место в свободном пространстве.

Если антенны в точках A и B работают на прием, то, сравнивая фазы принятых ими колебаний, можно определить направление на источник излучения, расположенный в точке P. Такая система часто применяется в радионавигации и радиоастрономии. При достаточно большой величине l угловая ширина центральных лепестков оказывается весьма малой и подобное устройство обладает большой разрешающей способностью по углу.

Интерференционная картина будет четкой и устойчивой лишь при абс. монохроматичности и когерентности колебаний источников радиоволн. Немонохроматичность колебаний излучателей приводит к тому, что интерференционная картина оказывается неск. размытой (особенно в минимумах). При весьма большой разности *оптических длин путей* (разности хода) складывающихся радиоволн немонохроматичность приводит к нарушению когерентности и интерференционная картина исчезает; говорят о т. н. длине когерентности, определяющей макс. разность хода, в пределах к-рой интерференционная картина сохраняется. По порядку величины длина когерентности $L \approx \lambda^2/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — ширина спектра излучаемых длин волн. Т. к. величина $\lambda/\Delta\lambda$ в диапазоне радиочастот может быть порядка 10^{12} и больше, то при И. р. длина когерентности оказывается настолько большой, что практически интерференционная картина получается всегда четкой. Нестрогая когерентность, т. е. неточное равенство частот колебаний излучателей, приводит к тому, что интерференционная картина меняется («плывет»). При небольшой некогерентности интерференционная картина медленно меняется, но может быть наблюдаема. Устойчивая неподвижная интерференционная картина осуществляется синхронизацией колебаний излучателей от одного источника (аналогично оптич. способу получения когерентных пучков света).

Однако в ряде случаев И. р. и от когерентных источников оказывается неустойчивой. Это происходит, напр., при распространении вокруг Земли радиоволн средневолнового и коротковолнового диапазонов; в точку приема попадает неск. лучей, многократно отразившихся от ионосферы и земной поверхности [4]. Поэтому в точке приема наблюдается сложное интерференционное поле. Т. к. состояние *ионосферы* неустойчиво, то соотношение амплитуд и фаз волн в точке приема хаотически меняется, что приводит к *замираниям* принимаемого сигнала. Аналогичные явления наблюдаются при рассеянии ультракоротких радиоволн атмосферными осадками и турбулентными неоднородностями тропосферы и ионосферы. Для всех этих случаев характерно, что амплитуды и фазы волн случайны и суммарное колебание также носит случайный характер.

Если интерферирующие колебания статистически независимы, то средняя мощность суммарного колебания равна сумме средних мощностей складывающихся колебаний (теорема Рэлея).

Рассмотренные случаи соответствуют интерференции одинаково поляризованных радиоволн. Если складывающиеся волны поляризованы в различных плоскостях, то суммарная волна в общем случае оказывается эллиптически поляризованной. Такие волны, напр., возникают в ионосфере из-за влияния магнитного поля Земли, а также в гиротропных средах.

Лит.: 1) Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности. Сб. статей, под ред. Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, М.—Л., 1945; 2) Мигулин В. В., Интерференция радиоволн, «УФН», 1947, т. 33, вып. 3; 3) Введенский Б. А. и Аренберг А. Г., Вопросы распространения ультракоротких волн, ч. 1, М., 1948; 4) Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л. и Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн, М., 1953.

Н. А. Арманд.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА. Явления И. с. подчиняются закономерностям, общим для всех волновых процессов (см. *Интерференция*), однако для оптич. диапазона длин волн имеется ряд специфич. особенностей, обусловленных особым характером излучателей этого диапазона.

Распространение света в любом веществе есть по существу интерференционный эффект. Если на поверхность вещества падает световая волна, она распространяется внутри него; под ее действием каждая молекула вещества совершает вынужденные колебания и испускает излучение с теми же частотой и фазой, что и первичное. В результате интерференции всех волн возникают лучи — отраженный и преломленный, в остальных направлениях колебания гасятся. Возникновение изображения в любой оптич. системе есть также результат И. с.; при этом изображение точки — не что иное, как интерференционный максимум.

Значение светового вектора в данной точке пространства определяется действием всего остального светового поля. Однако вследствие математич. трудностей для решения многих задач приходится применять упрощенные методы; одним из них и является метод И. с., к-рый сводится к рассмотрению распределения в пространстве амплитуд и интенсивностей

при наложении двух или нескольких волновых полей и соблюдении *суперпозиции принципа* (для нелинейных колебат. процессов явления, подобные И. с., существуют, но протекают сложнее; см., напр., *Кроссмодуляция*).

При решении задач по И. с. рассматриваются всегда ограниченные световые пучки; при этом обычно пренебрегают неизбежно возникающими явлениями дифракции. Иначе говоря, предполагается, что И. с. и дифракция аддитивны. Такое искусственное разделение процесса распространения света на 2 явления, каждое из к-рых по существу схематизировано, принципиально неверно. Тем не менее для многих прикладных вопросов применение понятия И. с. весьма удобно. Оно по самому своему существу не укладывается в рамки геометрич. оптики, однако в ряде случаев возможно (несколько непоследовательно теоретически) пользоваться схемами интерференции двух лучей и т. п.

Для И. с. необходима прежде всего *когерентность* пучков. Излучения двух различных источников оптич. диапазона вообще некогерентны и интерференционной картины не дают. Поэтому для получения И. с. необходимы особые приемы, некоторые из них показаны на рис. 1 и 2 (см. также рис. в статье *Интерферометр*). Получающиеся при этом «мнимые источники» S_1 и S_2 (рис. 1) когерентны; ход явлений в этом случае подчиняется общим законам интерференции волн. Если волны, пришедшие в точку M из точек S_1 и S_2, прошли пути длиной r_1 и r_2 в различных средах с показателями преломления n_1 и n_2 соответственно, то разность фаз $\varphi = 2\pi\,(r_1/\lambda_1 - r_2/\lambda_2) = 2\pi(r_1 n_1 - r_2 n_2)\lambda_0 = 2\pi\delta/\lambda_0$, где λ_1 и λ_2 — длины волн в средах, λ_0 — длина волны в вакууме, $\delta = r_1 n_1 - r_2 n_2$ — оптич. разность хода. Специфично для оптики то, что эта разность хода не может быть слишком большой.

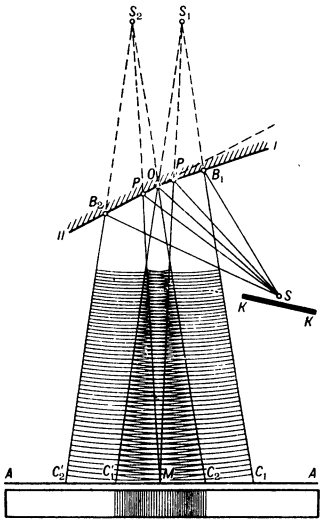


Рис. 1. Бизеркала Френеля.

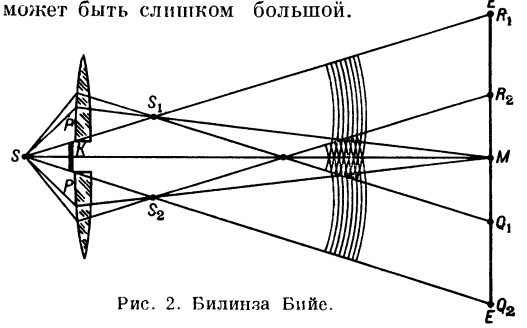


Рис. 2. Билинза Бийе.

Интерферировать могут лишь волны, испущенные в одном и том же акте излучения. Длительность последнего обычно не превышает $\sim 10^7$ периодов; соответственно разность хода не должна превышать $\sim 10^7$ длин волн.

Еще один пример И. с. приведен на рис. 3. Если из точки L исходит сферич. волна, то в P между изображенными лучами возникает разность фаз:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}\delta; \quad \delta = 2hn\cos r\left[1 - \frac{\sin i \cos i}{n^2 - \sin^2 i}\,\frac{\rho}{2}\right] + \frac{\lambda_0}{2},$$

где n — показатель преломления материала пластинки. Добавочный член $\lambda_0/2$ возникает вследствие изменения фазы на полволны при отражении от верхней поверхности пластинки. На рисунке 4 показан один из вариантов практического осуществления такой интерференции для случая пластинки с меняющейся толщиной (клиновидной). В различных точках поля зрения собираются лучи, прошедшие разную толщину h и имеющие различную δ. В тех точках, где $\delta = (2m + 1)\,\lambda/2$ (геометрич. местом их будут прямые, параллельные ребру клина),

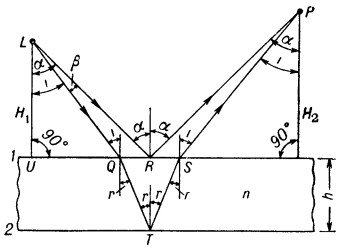


Рис. 3. Ход лучей при отражении в плоскопараллельной пластинке.

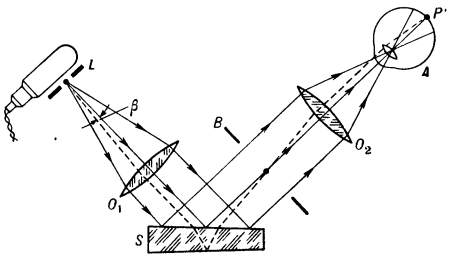


Рис. 4. Схема для получения полос равной толщины.

будет полная темнота; там, где $\delta = 2m\,\lambda/2$, — максимальная яркость. Здесь m — любое целое число, наз. порядком полосы (порядком интерференции).

Наблюдаемые при этом линии, соединяющие точки с одинаковыми h, наз. полосами равной толщины (рис. 5). Если изменить условия опыта, применив точно плоско-параллельную пластинку (рисунок 6), в разных точках поля зрения будут собираться лучи, для к-рых h одинаковы, но i различны: получатся полосы равного наклона (в данном примере — гиперболы).

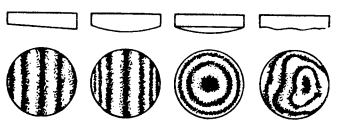


Рис. 5. Типичные случаи полос равной толщины.

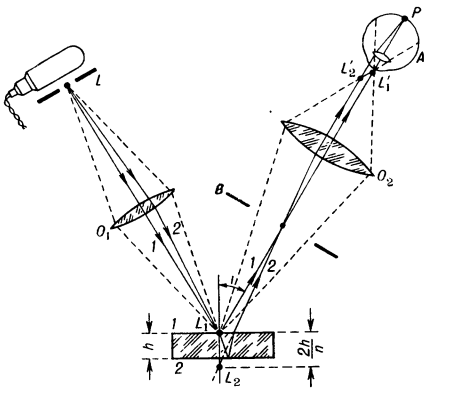


Рис. 6 Схема для получения полос равного наклона.

Описанная картина наблюдается в *монохроматическом свете*. Если свет не монохроматический, имеет

место наложение описанных картин для различных длин волн (между собой не интерферирующих); причем положения максимумов и минимумов смещены и в случае тонкой пластинки наблюдатель видит последовательность цветных полос. По мере увеличения толщины пластинки (и, следовательно, порядка интерференции) смещение максимумов будет увеличиваться, а возникающие при сложении интерференционные цвета — меняться. Кроме того, при утолщении пластинок и соответственном увеличении разности хода δ картина будет размываться из-за нарушений когерентности, а при слишком большой разности хода исчезнет. Явлениями И. с. в тонких пленках объясняются радужные окраски пятен масла или нефти на воде, цвета побежалости на закаляемых металлах, окраски минералов (спал и др.), перламутра, старых стекол, окраски насекомых.

При сложении поперечных колебаний с различными состояниями поляризации происходит не алгебраическое, как в приведенных примерах, а геометрич. сложение амплитуд (см. *Интерференция поляризованных лучей*).

В предыдущих рассуждениях частоты складывающихся колебаний приняты одинаковыми. При различных частотах будут возникать *биения* — амплитуда результирующего колебания будет периодически изменяться с частотой, равной разности частот компонент. В оптике излучения разных частот обычно некогерентны и для получения и обнаружения биений нужны специальные сложные устройства и методы [6].

В большинстве интерференционных устройств интерферирующие пучки получаются расщеплением одного первоначального узкого пучка или расходятся из источника под малыми углами. И. с. возможна и при сведении вместе пучков, вышедших из источника под большими углами. В этом случае интерференционная картина зависит от ориентации источника и от его природы [3, 7].

В приведенных примерах источники рассматривались как точечные; для реальных, всегда протяженных источников картина усложняется. Размеры источников $\gg \lambda$, и количество элементарных излучателей в них всегда огромно (не менее 10^{10}). Отдельные элементарные излучатели дают некогерентное излучение. Интерференционные картины, даваемые различными точками источника, накладываются с суперпозицией интенсивностей. Т. о., в пучке света смешаны лучи как от одного излучателя, так и от различных (пучок «частично когерентен»); для анализа картины необходимо учитывать как геометрические, так и статистич. соображения. Интерференционная картина зависит от линейной корреляционной ф-ции, характеризующей «степень когерентности» пучков [12].

Распределение интенсивностей для числа мнимых источников, большего двух, сложнее: появляются узкие и резкие максимумы, разделенные темными промежутками (подробнее см. *Интерферометр*).

Неоднократно обсуждался вопрос о трактовке И. с. с микроскопич. точки зрения. Согласно квантовой теории, каждый фотон взаимодействует с одной микрочастицей (напр., поглощается или рассеивается одним атомом или молекулой). Интенсивность света в данной точке определяется количеством приходящих в нее фотонов; поэтому интерференционная картина отображает вероятность прихода фотонов в различные точки поля наблюдения. Такие представления подтверждаются опытами с малыми интенсивностями света, когда в интерференционном приспособлении в каждый момент времени находилось не более 1 фотона. Опыты, в к-рых считали отдельные фотоны в двух интерферирующих лучах, показали полную статистич. независимость событий появления фотонов в двух лучах. В связи с этим возникает вопрос, каким образом характер движения фотона, напр. в верхней половине билинзы Бийе (рис. 2), может зависеть от наличия или отсутствия нижней ее половины. *Квантовая электродинамика* устанавливает соотношение $\Delta n\,\Delta\varphi \geqslant 1$, где Δn — точность, с к-рой измеряется распределение фотонов между интерферирующими пучками, а $\Delta\varphi$ — точность определения фазы. Иначе говоря, постановка опытов, в к-рых точно измеряются фазовые соотношения, не дает возможности измерения распределения фотонов между интерферирующими пучками, а опыты, в к-рых ведется счет фотонов, нарушают фазовые соотношения [8, 9, 10].

Применения интерференции света. Любое интерференционное явление описывается ф-лами, к-рые связывают между собой расстояния (толщины), углы, длину волны и показатель преломления. Интерференционные опыты позволяют определять одну из этих величин по остальным. Благодаря этому И. с. применяется для определения длины волны излучения (в частности, методами И. с. устанавливается в наст. время новый эталон длины, определяемый по длине волны спектральной линии), ширины и формы спектральной линии (по последним могут определяться скорости звезд, частиц в газовом разряде или в плазме, темп-ры газа и плазмы). С помощью И. с. производят наиболее точные определения показателей преломления и дисперсионных свойств веществ (интерференционная рефрактометрия, измерения дисперсии методами Рождественского и Обреимова), измеряют расстояния и углы, проверяют качество изделий (напр., совпадение поверхности изделия с заданным шаблоном по интерференционной картине в тонком слое-зазоре между изделием и шаблоном). По интерференционным измерениям длины можно судить и о других параметрах (плотности, температуре и т. д.). И. с. применяют для уменьшения отражения (*просветление оптики*) или увеличения его, а также для получения узкополосных (интерференционных) светофильтров.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), отд. 1; 2) Борн М., Оптика, Харьков—Киев, 1937; 3) Вавилов С. И., Микроструктура света, М., 1950, ч. 2; 4) Шефер К., Теоретическая физика, пер. с нем., т. 3, ч. 2, М.—Л., 1938; 5) Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. 2, 5, 6, 7, 10; 6) Forrester A. Th. [a. o.], «Phys. Rev.», 1955, v. 99, № 6, p. 1691; 7) Фок М. В., «ДАН СССР», 1953, т. 89, № 3, с. 439; 8) Jánossy L., Náray Zs., «Acta phys. Acad. scient. hung.», 1957, t. 7, fasc. 4, p. 402; 9) Mandel L., «Proc. Phys. Soc.», 1958, v. 72, pt 6, № 468, p. 1037; 10) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 11) Поль Р. В., Введение в оптику, пер. с нем., М.—Л., 1947, гл. 5; 12) Thomson B. J., Wolf E., «J. Opt. Soc. America», 1957, v. 47, № 10, p. 895. *В. А. Кизель.*

ИНТЕРФЕРОМЕТР — прибор, основанный на явлении интерференции волн. В соответствии с природой волн могут быть *интерферометры акустические* и И. для электромагнитных волн. К последним относятся оптич. И. (для ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областей спектра) и радиоинтерферометры. Здесь рассматриваются оптич. И., к-рые получили наибольшее распространение как измерительные приборы. Оптич. И. применяются для измерения длин волн спектральных линий и их структуры, для измерения показателей преломления прозрачных сред, для абс. и относит. измерений длин, для измерения угловых размеров звезд (см. *Интерферометр звездный*) и пр. В оптикомеханич. промышленности И. пользуются для контроля качества оптич. деталей и систем, контроля поверхностей отдельных оптич. деталей; в металлообрабатывающей промышленности — для контроля чистоты обработки металлич. поверхностей и пр.

Принцип действия И.: пучок света с помощью того или иного устройства пространственно разделяется на 2 или большее число когерентных лучей, к-рые проходят различные оптич. пути, а затем сводятся вместе и наблюдается результат их интерференции. Вид интерференционной картины зависит от способа разделения пучка света на когерентные лучи, от числа интерферирующих лучей, их относит. интенсивности, размеров источника и спектрального состава света.

Многолучевые И. применяются гл. обр. как *интерференционные спектроскопы* высокой разрешающей силы и здесь не рассматриваются. Двухлучевые приборы являются в основном технич. приборами.

Рассмотрим принцип действия двухлучевого И. Если один луч проходит геометрич. путь l_1 в среде с показателем преломления n_1, а другой — путь l_2 в среде с показателем преломления n_2, то разность хода лучей $\Delta = l_1 n_1 - l_2 n_2 + \delta = m\lambda$, где δ — скачки фазы на границах раздела сред, m — порядок интерференции. Интенсивность света в интерференционной картине при этом изменяется в зависимости от величины Δ или m по закону $I = 4A^2 \cos^2 \frac{\pi\Delta}{\lambda} = 4A^2 \cos^2 m\pi$, где A — амплитуда интерферирующих лучей (см. *Интерференция света*). Соотношение для Δ, связывающее геометрич. длины, показатели преломления и длину волны света λ (δ может быть вычислено), лежит в основе измерений с помощью И. Если известны l и n, то, определив порядок спектра m, можно точно измерить λ, чем и пользуются в интерференционных спектроскопах. Если известны λ и l, то можно измерить n интерференционными рефрактометрами Жамена, Рэлея (см. *Интерферометр Жамена*, *Интерферометр Рэлея*) и др. Наконец, если известны λ и n, то можно измерить геометрич. длины, для чего служат *интерференционные компараторы*. Т. к. интерференционная картина изменяется резко даже при небольших изменениях разности хода, а опыт показывает, что изменение разности хода на 0,1 λ (что обнаруживается по смещению интерференционных полос) наблюдается вполне уверенно, то точность измерения с помощью И. очень велика, ибо λ — порядка 0,0005 *мм*.

При интерференции от двух источников S_1 и S_2, являющихся изображениями источника S (рис. 1, *а*), в точках x_m, для к-рых разность хода $\Delta = l_1 - l_2 = m\lambda$, интенсивность света имеет максимальное значение, а расстояние между соседними максимумами (или минимумами) (рис. 1, *б*) равно $\rho = \lambda d/D$ (где d — расстояние от экрана Q до S_1 и S_2, D — расстояние между S_1 и S_2) или в угловой мере $\beta = \rho/d = \lambda/D$, т. е. зависит от длины волны и расстояния D. Если источник монохроматический, то число наблюдаемых интерференционных полос очень велико. Если же источник света немонохроматический, то для каждой длины волны получается своя система интерференционных полос; т. к. положение максимумов полос ($x_{max} = \lambda m d/D$) зависит от длины волны, то полосы для разных длин волн (кроме «нулевой» полосы $m = 0$) смещены друг относительно друга (рис. 1, *в*). Поэтому при источнике с широкими спектрами излучения нулевая полоса оказывается белой, несколько ближайших к ней — цветными, а далекие полосы из-за значит. различия x_{max} совершенно сливаются. Структура интерференционной картины исчезает при $m = \lambda/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — ширина спектрального интервала излучения. Поэтому в И., у к-рых разности хода велики, возможно пользоваться только источниками света с линейчатым спектром, из к-рого выделяется одна к.-л. спектральная линия (напр., в интерферометре Майкельсона). При очень больших разностях хода сказывается конечность ширины спектральных линий; поэтому применяются спец. источники, у к-рых ширина спектральных линий мала. В И., работающих при малых разностях хода, или в И. с компенсаторами (напр., интерферометрах Жамена и Рэлея) можно пользоваться источниками белого света.

Интерференционная картина существенно зависит от геометрич. структуры источника. Если, напр., в схеме (рис. 1, *а*), кроме точечного источника монохроматич. излучения S, имеется еще один источник S', то

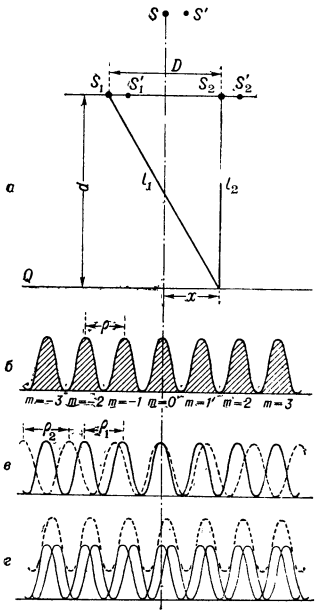


Рис. 1. *а* — схема хода лучей при интерференции: S — точечный источник монохроматического света; S_1 и S_2 — его изображения, являющиеся источниками когерентных сферических волн; x — точка на экране Q. *б* — интерференционная картина при монохроматическом свете. *в* — наложение интерференционных картин двух длин волн—λ_1 и ———λ_2; $\lambda_2 > \lambda_1$, $\rho_2 > \rho_1$. *г* — наложение интерференционных картин от двух пар когерентных источников S_1, S_2 и S'_1, S'_2; смещение $^1/_4\delta$.

соответственно будут когерентными источники S'_1 и S'_2, к-рые дадут свою интерференционную картину, целиком смещенную на величину S_1—S'_1 относительно картины от источников S_1 и S_2 (рис. 1, *г*). Результирующее распределение освещенности зависит от величины смещения, т. е. от расстояния между точками S и S'. При смещении, равном половине ширины полосы $^1/_2\delta$, минимум одной системы полос будет совпадать с максимумами другой системы и на экране будет наблюдаться равномерная освещенность. Если же смещение меньше $^1/_4\rho$, то наблюдаются еще достаточно резкие полосы. При источнике конечных размеров каждая его точка дает смещенную интерференционную картину, и результирующее распределение интенсивности будет зависеть от размеров источника. Начиная с нек-рых размеров источника полосы перестают быть видимыми (этим явлением пользуются в звездном И.). Однако существуют такие схемы И. (И., где наблюдаются полосы равного наклона), в к-рых размеры источника не сказываются на резкости интерференционных полос, а увеличивают интенсивность полос или размеры наблюдаемой интерференционной картины (см. *Интерферометр Фабри—Перо*).

Методы, с помощью к-рых в И. могут быть получены необходимые когерентные лучи, очень разнообразны, и поэтому существует большое число различных конструкций И., обычно приспособленных к измерению той или иной величины (l, n или λ). Чаще всего в И. пользуются интерференционными явлениями, наблюдающимися в пластинках, где когерентные лучи получаются при отражении от двух поверхностей пластинки (рис. 2, *а*). Если на пластинку падает луч света под углом i к нормали, то после отражения от обеих поверхностей выйдут 2 когерентных луча с разностью хода $\Delta = 2ln \cos r + \lambda/2$, где l — толщина пластинки в области отражения лучей, n — показатель преломления среды пластинки, r — угол

преломления. Разность хода Δ зависит от l, n, r и λ. Существуют схемы И., в к-рых l и n постоянны и измерение разности хода происходит за счет изменения угла i (и соответственно r). В этом случае наблюдаются полосы равного наклона, локализованные в бесконечности или в фокальной плоскости объектива (рис. 2, *а*). Если фиксирован угол r (рис. 2, *б*), а изменяется l, то в И. наблюдаются полосы равной толщины, локализованные в плоскости пластинки, и их форма определяется значениями $l = \text{const}$. В случае клинообразной пластинки они имеют форму прямых линий, параллельных ребру клина. Простейшим И. является стеклянная пластинка (пробное стекло $П$) с плоской поверхностью, наложенная на контролируемую поверхность $К$ (рис. 3). При освещении параллельным пучком света, падающим перпендикулярно к поверхности пластинки, в отраженном свете наблюдаются интерференционные полосы $И$ равной толщины. Разность хода в этом случае равна $\Delta = 2ln + {}^1/_2\lambda$, т. е. определяется толщиной возд. слоя l, образованного поверхностью пробного стекла и контролируемой поверхностью. Форма и ширина интерференционных полос позволяют судить об отклонениях контролируемой поверхности от плоскости. В частности, если контролируемая поверхность имеет форму сферы, то интерференционные полосы имеют форму окружностей (рис. 3) (см. *Ньютона кольца*). Измеряя диаметры этих колец и зная λ, можно вычислить радиус кривизны сферич. поверхности.

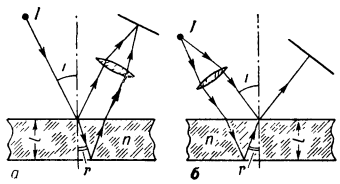


Рис. 2. *а* — установка для наблюдения полос равного наклона; *б* — установка для наблюдения полос равной толщины; *l* — источник света.

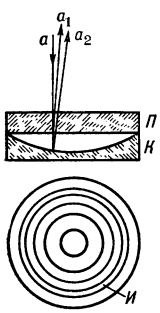


Рис. 3. Схема простейшего интерферометра: a_1 и a_2 — когерентные лучи, отраженные от поверхностей воздушного слоя.

Широкое применение в технич. И. нашел принцип *интерферометра Майкельсона*.

Двухлучевые И., в частности интерферометры Майкельсона, долгое время служили почти исключительно как технич. приборы для измерения длин показателей преломления и пр., но начиная с 1956 г. они начали успешно применяться как *интерференционные спектроскопы* для исследования спектрального состава излучения. Интерферометр Майкельсона удобен тем, что в нем интерферирующие лучи пространственно значительно разделены и потому в тот или иной пучок легко поместить исследуемые объекты. Он применяется как *интерференционный компаратор*. Сочетание интерферометра Майкельсона с микроскопом (*микроинтерферометр*) позволяет измерять величину микронеровностей поверхностей и служит для контроля чистоты обработки. Большое число различных конструкций технич. И. разработано в Советском Союзе и среди них несколько моделей микроинтерферометров В. П. Линника, поляризационный интерферометр А. А. Лебедева и др.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952; 3) Романова М. Ф., Интерференция света и ее применение, Л.—М., 1937; 4) Кондрашков А. В., Интерференция света и ее применение в геодезии, М., 1956. *В. И. Малышев*

ИНТЕРФЕРОМЕТР АКУСТИЧЕСКИЙ — прибор для измерения фазовой скорости v_0 и коэфф. поглощения α_0 плоской однородной синусоидальной по времени и в пространстве звуковой волны в жидкостях и газах. В принципе И. а. состоит из плоского излучателя, колеблющегося как поршень и создающего бегущую по нормали к поверхности излучателя волну, и плоского рефлектора, поставленного на пути этой волны на расстоянии l от излучателя. В столбе среды между излучателем и идеальным рефлектором устанавливается квазистоячая волна (т. е. сумма стоячей и бегущей волн с преобладанием стоячей). В случае больших размеров излучателя v_0 и α_0 определяются только свойствами среды; в И. а., сделанных в форме узких трубок, α_0 зависит от потерь на стенках.

Существует 2 метода измерения v_0 и α_0: при постоянной и переменной длине l. В 1-м методе v_0 и α_0 определяют по структуре поля, имеющего интерференционный характер (подробнее см. *Трубы акустические*). Минимумы и максимумы интерференции чередуются прибл. через ${}^1/_4\lambda = v_0/4f$, где f — частота, λ — длина волны. По расстоянию между ними определяют v_0, а α_0 — по отношению интенсивности звука в минимумах и максимумах. Простейшим И. а. является трубка Кундта (см. *Кундта пылевые фигуры*), заполняемая опилками или ликоподием. Во 2-м методе используется резонанс в столбе среды, для чего измеряется поле в фиксированной точке или акустич. реакция на излучатель в зависимости от длины l. В интерферометре Пирса, применяемом в диапазоне ультразвука, излучателем служит пластина пьезокварца, возбуждаемая по схеме рис. 1, *а*; акустич. реакция при этом оказывается пропорциональной изменению анодного тока I_a генератора.

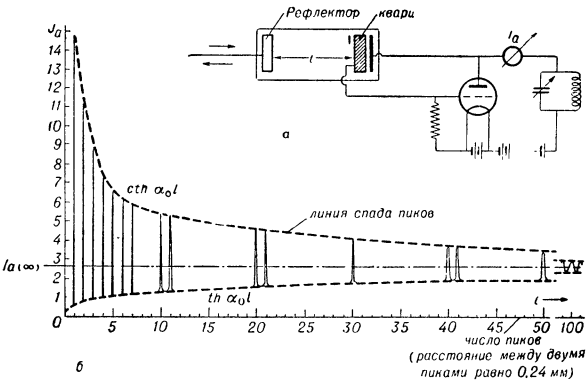


Рис. 1 *а* — схема акустического интерферометра Пирса; *б* — опытная зависимость анодного тока I_a генератора от расстояния между излучателем и рефлектором.

Если в трубе И. а. распространяется одна волна с однородным фронтом, то

$$I_a(l) \sim I_m\left\{\operatorname{ctg}\left(\frac{2\pi f}{v_0} - \alpha_0 i\right) l\right\}. \qquad (*)$$

Кривая $I_a(l)$ изображена на рис. 1, *б*. Пики ее, соответствующие резонансу, расположены на расстоянии ${}^1/_2\lambda$ друг от друга и расплываются с ростом l, уменьшаясь по величине; v_0 определяют по расстоянию между пиками, а α_0 — по их спаду или по ширине. Измерения v_0 дают вполне удовлетворит. результаты, исключая случаи, когда наблюдаются дополнит. пики, т. н. сателлиты (рис. 2); измерения α_0 указанным способом, даже при совпадении опытной кривой по внешнему виду с (*), дают завышенные значения (до 10 раз превышающие истинные). Появление сателлитов и ошибки измерения α_0 вызываются неоднородностью распределения амплитуд колебаний на излучателе $F(x, y)$ (см. [3]). Неоднородность эта может быть учтена представлением поля в виде спектра т. н. *нормальных волн* [2, 3], распространяющихся вдоль оси трубы и характеризующихся распределением амплитуд по фронту $\psi_j(x, y)$, фазовой скоростью v_j, коэфф. затухания α_j. На ультразвуковых частотах в И. а. может возникнуть несколько тысяч нормальных волн, возбуждаемых соответствующими компонентами разложения $F(x, y)$ в спектр по $\psi_j(x, y)$, и каждая из них

оказывает реакцию на излучатель. Расчет α_0 с учетом этой реакции для инертных газов приводит к значениям, близким к теоретическим по Стоксу.

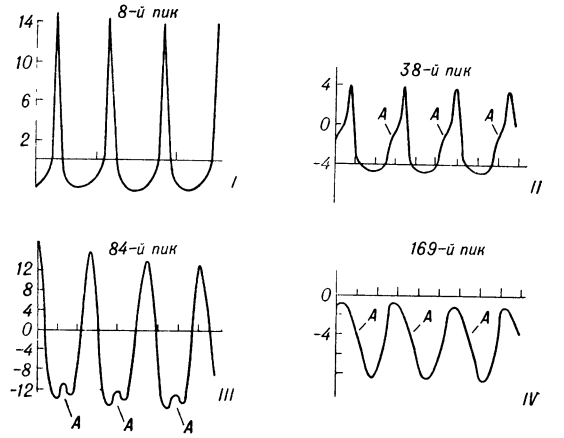


Рис. 2. *I*, *II*, *III* и *IV* — различные участки опытной кривой $I_d(l)$ для воздуха на частоте $f \approx 500$ *кгц* при неоднородно колеблющейся кварцевой пластине; *A* — положения центров пиков сателлитов. На кривой *II* они сливаются с основными, на кривой *III* разделены, а на кривой *IV* опять сливаются с основными.

С помощью И. а. были измерены v_0 многих жидкостей, а также v_0 и α_0 некоторых газов, обнаружены дисперсия ультразвука в многоатомных газах и др. явления, проливающие свет на молекулярную структуру вещества [1]. В жидкости И. а. Пирса применяется только для измерения фазовой скорости.

Лит.: 1) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1957; 2) Стретт Дж. В. (Лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., т. 2, 2 изд., М., 1955, § 301; 3) Краснушкин П. Е., «ДАН СССР», 1940, т. 27, № 3; 4) его же, «J. Phys.» (Moscow), 1943, v. 7, № 2, p. 80; 5) его же, «ЖЭТФ», 1944, т. 14, вып. 5, с. 152.

П. Е. Краснушкин.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ЖАМЕНА (J. Jamin) (интерференционный рефрактометр) — *интерферометр* для измерения показателя преломления; представляет собой видоизмененную интерференционную установку Брюстера (см. *Брюстера пластины*). В И. Ж. 2 стеклянные плоско-параллельные пластины одинаковой толщины d и с одинаковым показателем преломления n установлены почти параллельно между собой и под углом $i \approx 45°$ к направлению падающего света. Луч света S (рис. 1) после отражения от передней и задней поверхностей пластины P_1 разделяется на 2 луча S_1 и S_2, удаленных друг от друга на расстояние B. Т. к. одна из пластин повернута относительно другой на малый угол φ, то лучи S_1 и S_2 выйдут из пластины P с разностью хода:

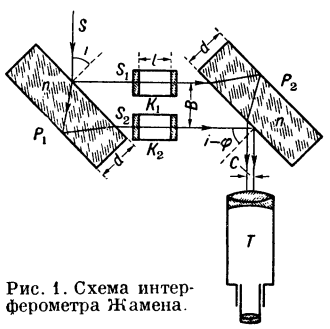


Рис. 1. Схема интерферометра Жамена.

$$\Delta = -\frac{d \sin 2i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}\varphi,$$

причем расстояние между лучами составит:

$$C = \frac{2d}{\sqrt{(n^2 - \sin^2 i)^3}}(\sin^4 i - 2n^2 \sin^2 i + n^2)\varphi.$$

Вследствие этого в фокальной плоскости зрительной трубы T наблюдаются прямые интерференционные полосы равного наклона, угловая ширина к-рых определяется по ф-ле: $\varepsilon = \lambda/C$, где λ — длина световой волны.

Сравнительно большое расстояние между лучами

$$B = \frac{d \sin 2i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} = -\Delta/\varphi$$

позволяет пропустить эти лучи через 2 среды, разность показателей преломления к-рых подлежит измерению. Напр., на пути лучей устанавливают 2 кюветы K_1 и K_2, наполненные жидкостями или газами, и измеряют перемещение интерференционных полос, вызванное разницей показателей преломления Δn в K_1 и K_2. При этом $\Delta n = m\lambda/l$, где m — смещение интерференционной картины, выраженное числом полос, l — длина кюветы.

Для точного измерения перемещения полос обычно пользуются компенсатором Жамена (рис. 2). Он состоит из двух стеклянных плоскопараллельных пластинок B_1 и B_2, к-рые устанавливаются в ходе лучей S_1 и S_2 под нек-рым углом друг к другу на одну общую ось вращения. Угол поворота пластин отсчитывается по угломерному устройству. Разность хода, вносимая этим поворотом компенсатора, определяется расчетом или по предварительной градуировке. Точность измерений n может быть доведена до 6-го десятичного знака. И. Ж. применяется для измерения n газов при различных давлениях, темп-рах, влажности и т. п.

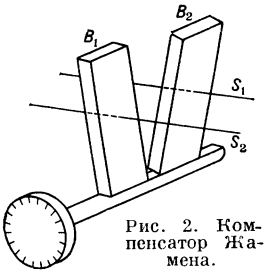
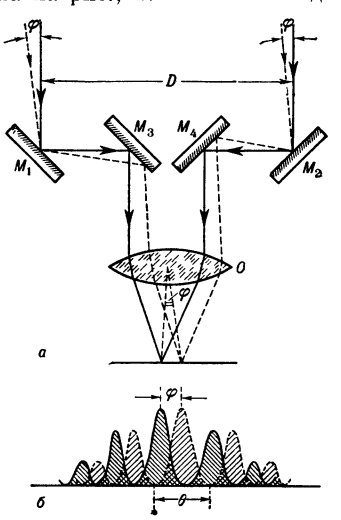


Рис. 2. Компенсатор Жамена.

Лит.: 1) Рождественский Д. С., Интерферометры для исследования аномальной дисперсии, «Тр. Гос. оптического ин-та», 1935, т. 11, вып. 101; 2) Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952.

А. А. Забелин.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ЗВЕЗДНЫЙ — интерферометр для измерения угловых размеров звезд и угловых расстояний между двойными звездами. Схема И. з. Майкельсона изображена на рис., *а*. Свет от звезды попадает в объектив телескопа O, предварительно отразившись от плоских зеркал M_1, M_2, M_3 и M_4, вследствие чего в изображении звезды наблюдается интерференционная картина, аналогичная интерференции от двух щелей, расположенных на расстоянии D друг от друга. Угловое расстояние между соседними интерференционными максимумами в этой картине равно $\theta = \lambda/D$ (рис., *б*), где λ — длина волны света. При наличии двух близких звезд, находящихся на малом угловом расстоянии φ друг от друга, в телескопе образуются 2 интерференционные картины, к-рые также смещены на угол φ и накладываются друг на друга. В зависимости от соотношения углов φ и θ видимость полос суммарной картины будет различной. Изменяя расстояние D и, следовательно, изменяя угол θ, можно добиться совмещения максимумов одной интерференционной картины с минимумами другой, в результате чего видимость полос будет



наихудшей. При этих условиях $\varphi = {}^1/_2\theta = \lambda/2D$. Измерив D и зная λ, можно определить угловое расстояние между звездами φ. Аналогично определяются угловые размеры одной звезды. Если звезду рассматривать как равномерно светящийся диск, то расчет показывает, что исчезновение полос происходит при $\varphi = 1{,}22\ \lambda/D$. Точность измерения И. з. тем больше, чем больше база D. Построен И. з., в к-ром D может достигать 18 *м*, что позволяет измерять угловые расстояния с точностью до 0",001.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Майкельсон А. А., Световые волны и их применения, пер. с англ., 2 изд., М.—Л., 1934. *В. Н. Малышев.*

ИНТЕРФЕРОМЕТР КЁСТЕРСА — см. *Интерференционный компаратор.*

ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА (A.Michelson) — двухлучевой интерферометр, состоящий из двух зеркал M_1 и M_2 и полупрозрачной разделительной пластинки P_1 (рис. 1). Параллельный пучок лучей от источника L, попадая на посеребренную пластинку P_1 (с коэфф. отражения, равным ${}^1/_2$), разделяется на 2 пучка *1* и *2*. После отражения от зеркала M_1 и частичного отражения от P_1 пучок *1* идет в направлении AO вместе с пучком *2*, отразившимся от M_2 и частично прошедшим P_1. При этом луч *2* после разделения на отражающем слое дважды проходит через толщу пластинки P_1. Т. к. материал пластинки обладает дисперсией, то это вносит дополнит. разность хода, зависящую от длины волны; для компенсации этой разности хода в другой ветви И. М. устанавливают пластинку P_2, изготовленную из того же материала и той же толщины, что и пластинка P_1.

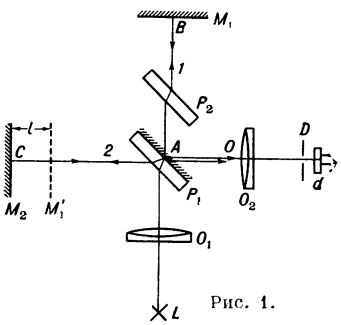


Рис. 1.

Возникающая интерференционная картина соответствует интерференции в воздушной пластинке, образованной M_2 и мнимым изображением M_1' зеркала M_1 в плоскости пластинки P_1. Если M_1' и M_2 параллельны, то И. М. эквивалентен плоско-параллельной пластинке толщины $(AC - AB) = l$ и наблюдаются интерференционные полосы равного наклона (кольца), локализованные на бесконечности. Если M_1' и M_2 непараллельны, то на M_2 локализованы полосы равной толщины, располагающиеся параллельно ребру эквивалентного воздушного клина.

Возможность сравнительно простого осуществления различных случаев интерференции в схеме И. М. определила ее широкое применение в разнообразных физич. измерениях и технич. приборах (см. *Интерферометр*). С помощью И. М. был осуществлен *Майкельсона опыт*, сыгравший громадную роль в истории науки.

И. М. применяется также как *интерференционный спектроскоп*. Идея метода в современном виде сводится к следующему. Зеркала M_1 и M_2 устанавливают так, чтобы M_1' было параллельно зеркалу M_2. В фокальной плоскости объектива O_2, где локализованы полосы равного наклона, располагается круглая диафрагма D, выделяющая часть центрального пятна интерференционной картины. Поток излучения, выходящий из D, направляется на приемник радиации. При монохроматич. излучении частоты ν величина этого потока пропорциональна $2B(\nu) + 2B(\nu)\cos\frac{2\pi\nu}{c}\Delta$, где Δ — разность хода, $B(\nu)$ — спектральная яркость. Если спектр излучения источника сплошной, то яркость регистрируемого потока равна

$$I(\Delta) = 2\int_0^{+\infty} B(\nu)d\nu + 2\int_0^{+\infty} B(\nu)\cos\left(\frac{2\pi\nu}{c}\Delta\right)d\nu.$$

Второй член в этом выражении, зависящий от Δ, — косинусное *Фурье преобразование* от $B(\nu)$. Следовательно, измерив I как ф-цию Δ и вычислив обратное преобразование Фурье, можно определить спектральный состав исследуемого излучения $B(\nu)$. В современных приборах разность хода Δ изменяется линейно во времени перемещением одного из зеркал с постоянной скоростью v; тогда $\Delta = vt$ (t — время) и величина потока, выходящего из И. М. от каждой монохроматич. составляющей, будет периодически изменяться во времени в пределах от 0 до $4B$. Соответственно и в приемнике, постоянная времени к-рого должна быть достаточно мала, возникает синусоидальный, полностью промодулированный электрич. сигнал с частотой $f = \nu v/c$. Этот метод, получивший назв. «метод спектроскопии с преобразованием Фурье», имеет существенные преимущества по сравнению с др. методами исследования спектров, напр. с помощью призм и дифракционных решеток. Во-первых, в этом методе одновременно регистрируется весь спектр; спектральное же разложение осуществляется за счет различных частот модуляции или, что то же самое, с помощью преобразования Фурье. Это позволяет значительно сократить полное время регистрации спектра по сравнению со всеми др. методами, где спектр сканируется последовательно по длинам волн. Т. о., переналожение спектров различных порядков, вредное в других интерференционных спектроскопах, здесь оказывается полезным. Во-вторых, при заданной разрешающей силе получается большая величина потока (до 100 раз), что повышает точность измерений. Недостаток метода состоит в трудоемких вычислениях $B(\nu)$ из $I(\Delta)$.

Предельная разрешающая сила метода с преобразованием Фурье определяется максимальной разностью хода $\Delta_{max} = 2l$, достигаемой в И. М., и равна $R = \Delta_{max}v/c$. Практически получаемое разрешение часто определяется качеством механич. системы интерферометра, к-рая должна обеспечивать перемещение зеркала И. М. на достаточно большое расстояние (до 10—20 *см*) при неизменной его ориентации с постоянной скоростью.

Существует другой способ применения И. М. как спектроскопа, в к-ром регистрируемой величиной является обычная спектральная яркость (а не ее Фурье преобразование). Для этого в И. М. плоские зеркала M_1 и M_2 заменяются одинаковыми автоколлимационными диспергирующими элементами G_1 и G_2 (напр., призмами или решетками), установленными так, чтобы изображение одного из них в разделительной пластинке P_1 было зеркально симметрично другому (рис. 2). В такой системе изменяют разность хода Δ между двумя интерферирующими лучами (обычно это делается поворотом компенсационной пластинки P_2). При этом поток на выходе прибора модулируется с частотами, пропорциональными частотам исследуемого излучения. Однако глубина модуляции велика только для излучения с ча-

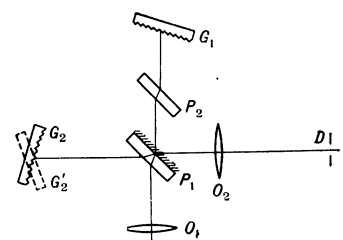


Рис. 2.

стотой ν_0, к-рое отражается строго в автоколлимации, и быстро падает с удалением частоты от ν_0. Приемник, воспринимающий только переменную составляющую потока, регистрирует, следовательно, излучение в узком спектральном интервале вблизи ν_0. Поворачивая диспергирующие элементы одновременно, в такой системе регистрируют спектр как в обычном сканирующем спектрометре, и необходимости в преобразовании Фурье не возникает. Такой прибор, получивший назв. СИСАМ (SISAM — интерференционный спектрометр с селекцией по амплитуде модуляции), также обладает значительным преимуществом по сравнению с призменными или обычными дифракционными спектрометрами, но не дает возможности одновременно регистрировать весь спектр.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1958 (Общий курс физики, т. 3); 2) Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952; 3) Майкельсон А. А., Световые волны и их применения, 2 изд., М.—Л., 1934; 4) Жакино П., «УФН», 1960, т. 72, вып. 4; 5) «Journ. phys. et radium», 1958, t. 19, № 3, p. 182 (Труды конференции по интерференционной спектроскопии).

Г. Г. Петраш, С. Г. Раутиан.

ИНТЕРФЕРОМЕТР РОЖДЕСТВЕНСКОГО — двухлучевой интерферометр, состоящий из двух зеркал M_1, M_2 и двух плоско-параллельных полупрозрачных пластин P_1, P_2 (рис. 1); M_1, P_1 и M_2, P_2 устанавливаются попарно-параллельно, но M_1 и M_2 наклонены

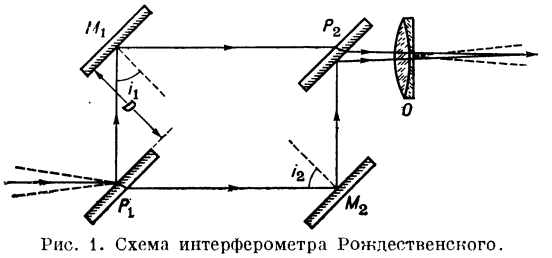


Рис. 1. Схема интерферометра Рождественского.

друг относительно друга на малый угол; расстояние $M_1P_1 = M_2P_2$ и $M_1P_2 = P_1M_2$. Луч света разделяется пластиной P_1 на 2 луча, к-рые после отражений от M_1, M_2 и прохождения P_2 оказываются параллельными с разностью фаз $\delta = (4\pi D/\lambda)(\cos i_1 - \cos i_2)$. Поскольку δ не зависит от положения лучей на зеркалах и определяется лишь углами падения, интерференционная картина будет локализована на бесконечности (или в фокальной плоскости объектива O). Параллельному пучку лучей, падающих на И. Р., соответствует одна точка интерференционной картины, и, следовательно, для наблюдения всей картины необходим пучок конечной *апертуры*. Вид картины (порядок и ширина полос, их ориентация) зависит от наклона зеркал M_1 и M_2. Если, напр., ребро двугранного угла, образованного M_1 и M_2, вертикально (перпендикулярно чертежу), то даже при очень малом $i_1 - i_2$ полосы сравнительно высокого порядка (D велико) вертикальны и почти параллельны. Если же ребро двугранного угла горизонтально, то в поле зрения находятся горизонтальные полосы низкого порядка (в т. ч. нулевая), видные и в белом свете. Введение в один из пучков к.-н. прозрачного объекта, напр. пластинки, изменяет ширину, порядок и ориентацию полос: нулевая полоса не горизонтальна и появляется при нек-рой промежуточной ориентации M_1 и M_2; при очень большой толщине этой пластинки в белом свете можно видеть только очень узкие почти вертикальные полосы, когда ребро угла между M_1 и M_2 почти вертикально.

Схема, аналогичная рис. 1, применяется в так называемом интерферометре Маха — Цендера (E. Mach, L. Zehnder). Отличие от И. Р. состоит в том, что попарно-параллельно устанавливаются M_1, M_2 и P_1, P_2. При этом можно получить полосы равной толщины, если точно совместить изображения S' и S'' источника света S, образованные в двух ветвях интерферометра (рис. 2). Полосы локализованы в плоскости этого изображения, равно

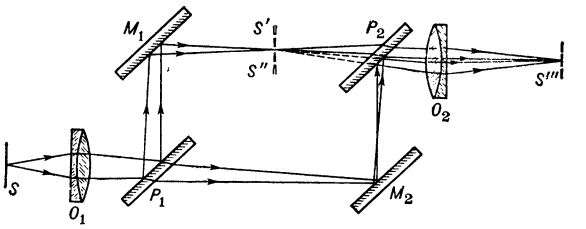


Рис. 2. Схема интерферометра Маха — Цендера.

как и в плоскости S''', сопряженной с S' через объектив O_2, где и ведется наблюдение. Если в пучок лучей вблизи S' и S'' поместить оптически неоднородную среду (напр., поток воздуха), то полосы изменят свою форму, наглядно показывая распределение показателя преломления в исследуемой среде. Ширина полос зависит от угла между M_1 и P_1, увеличиваясь с его уменьшением. Если все зеркала и пластины параллельны, то в отсутствие неоднородностей ширина полос бесконечна (интерференционное поле равномерно освещено). Введение неоднородностей приводит к появлению полос, форма к-рых соответствует кривым равных значений показателя преломления.

Особенности интерференционной картины в И. Р. и интерферометре Маха — Цендера делают их весьма чувствительными интерференционными рефрактометрами. Их основное преимущество по сравнению с интерферометрами Рэлея и Жамена состоит в большом расстоянии между ветвями интерферометра. Это позволяет вносить в пучки лучей весьма большие объекты. И. Р. применяется гл. обр. при изучении аномальной дисперсии (см. *Дисперсия света*). Интерферометр Маха—Цендера применяется для исследования воздушных потоков (напр., при обтекании моделей самолета), ударных волн при взрывах и пр.

Лит.: 1) Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952, § 28, 33; 2) Рождественский Д. С., Работы по аномальной дисперсии в парах металлов, [М.], 1951, с. 261.

С. Г. Раутиан.

ИНТЕРФЕРОМЕТР РЭЛЕЯ (J. Rayleigh) (интерференционный рефрактометр) — *интерферометр* для измерения показателя преломления, основанный на явлении дифракции света на двух параллельных щелях. Схема И. Р. представлена на рис.

в вертикальной и горизонтальной проекциях. Ярко освещенная щель малой ширины S служит источником света, расположенным в фокальной плоскости объектива O_1. Параллельный пучок лучей, выходящий из O_1, проходит диафрагму D с двумя параллельными щелями и трубки R_1 и R_2, в к-рые вводятся исследуемые газы или жидкости. Трубки имеют одинаковые

длины и занимают только верхнюю половину пространства между O_1 и объективом зрительной трубы O_2. В результате интерференции света, дифрагирующего на щелях диафрагмы D, в фокальной плоскости объектива O_2 вместо изображения щели S образуются 2 системы интерференционных полос, схематически показанные на рис. Верхняя система полос образуется лучами, проходящими через R_1 и R_2, а нижняя — лучами, идущими мимо трубок R_1 и R_2. Интерференционные полосы наблюдаются с помощью короткофокусного цилиндрич. окуляра O_3. В зависимости от разности показателей преломления n_1 и n_2 веществ, помещенных в R_1 и R_2, верхняя система полос будет смещена в ту или иную сторону. Измеряя величину этого смещения, можно вычислить n_1-n_2. Нижняя система полос неподвижна и служит индексом, по которому производится отсчет перемещения верхней системы. При освещении щели S белым светом центральные полосы обеих интерференционных картин являются ахроматическими, а полосы, расположенные справа и слева от них, окрашены. Это обстоятельство облегчает обнаружение центральных полос.

Измерение перемещения верхней системы полос осуществляется применением компенсатора (см. *Интерферометр Жамена*), к-рый вводит между лучами, проходящими через R_1 и R_2, дополнит. разность фаз до совмещения верхней и нижней систем. С помощью И. Р. достигается весьма высокая точность измерения до 7-го и даже 8-го десятичного знака. И. Р. может применяться для обнаружения малых примесей в воздухе, в воде, для анализа рудничного и печного газов и др. целей.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), § 46; 2) Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952, § 12. *С. Г. Раутиан.*

ИНТЕРФЕРОМЕТР ТВАЙМАНА (F. Twyman) — видоизмененный *интерферометр Майкельсона*, в к-ром плоское зеркало одного из плеч заменено выпуклым сферич. зеркалом S_2 (см. рис.) и к-рый предназначается для испытания объективов. Исследуемый объектив O располагается так, чтобы его фокальная плоскость совпадала с центром кривизны зеркала S_2. В световой волне, прошедшей через O, отразившейся от S_2 и еще раз прошедшей O, имеют место отступления от идеальной плоской волны, связанные с несовершенствами объектива O (аберрации, дефекты изготовления, неоднородность материала и т. п.). Интерференция этой деформированной волны с плоской волной, идущей из 2-го плеча И. Т., приводит к образованию полос равной толщины, локализованных в плоскости объектива O. Интерференционная картина дает наглядное представление о дефектах исследуемого объектива и позволяет с большой точностью измерить его волновые аберрации.

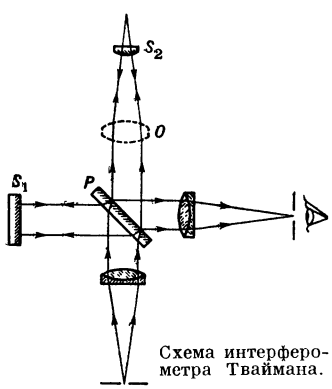


Схема интерферометра Тваймана.

Лит.: 1) Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952; 2) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М.—Л., 1952. *С. Г. Раутиан.*

ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ — ПЕРО (Ch. Fabry, A. Pérot) — один из видов *интерференционных спектроскопов*. Обычно И. Ф. — П. образуется двумя стеклянными или кварцевыми пластинами P_1 и P_2 (рис. 1). Поверхности пластин, обращенные друг к другу, плоские с высокой степенью точности (доходящей до 0,01 длины волны) и покрыты высокоотражающим слоем (серебро, алюминий, многослойное диэлектрич. покрытие). Для достижения параллельности этих поверхностей пластины прижимаются к распорному

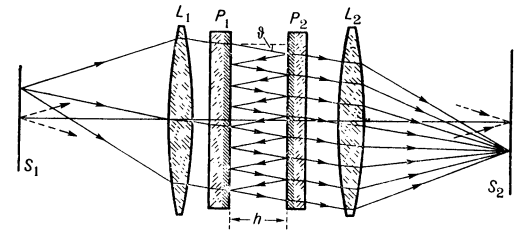


Рис. 1. Схема интерферометра Фабри—Перо.

кольцу из инвара или плавленого кварца (на рис. не показано); расстояние между пластинами можно менять.

Плоская волна, падающая на И. Ф.—П., после многократных отражений от его зеркал разбивается на последовательность вторичных плоских волн, отличающихся по амплитуде и сдвинутых по фазе. В результате интерференции образуется плоская волна того же направления, что и падающая, но отношение их интенсивностей зависит от разности фаз между двумя последовательными вторичными волнами.

Распределение освещенности в плоскости S_2 дается ф-лой

$$E = B\frac{\pi D^2}{4f_2^2}T, \quad T = \left(1-\frac{a}{1-r}\right)^2 \Big/ \left|1+\frac{4r}{(1-r)^2}\sin^2\frac{\Delta}{2}\right|,$$

где B — яркость источника, D — диаметр И. Ф.—П., f_2 — фокусное расстояние линзы L_2, a и r — коэфф. поглощения и отражения зеркал И. Ф.—П., Δ — разность фаз между двумя вторичными волнами, равная $\Delta = 2\pi\frac{2h}{\lambda}n\cos\vartheta$, причем h — расстояние между зеркалами И. Ф.—П., n — показатель преломления среды между зеркалами, λ — длина волны и ϑ — угол между лучом и нормалью к зеркалам. Все особенности интерференционной картины определяются ф-цией пропускания T, графики к-рой приведены на рис. 2. Поскольку T зависит от ϑ, то интерференционная картина в фокальной плоскости S_2

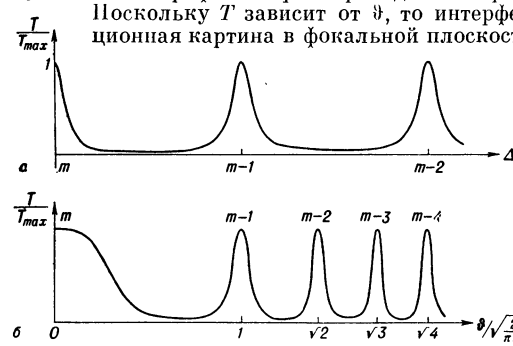


Рис. 2. Графики функции пропускания T: $а$) T — как функция разности хода; $б$) T — как функция угла.

линзы L_2 имеет вид концентрич. колец, пересекающих изображение источника S_1, получаемое с помощью линз L_1 и L_2. Максимальное значение T достигается при $2hn\cos\vartheta = m\lambda$ (m — порядок интерференции, целое число) и равно $T_{\max} = [1-a/(1-r)]^2$. Для получения большой освещенности, следовательно, необходимо применять покрытие зеркал с достаточно малым поглощением, т. е. $a \ll 1-r$.

Смещение максимумов пропускания И. Ф.—П. с изменением длины волны определяется дисперсией

$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda\vartheta}$. Величина дисперсии И. Ф.—П. при рабочих углах ($\vartheta \approx 10^{-2}$ *рад*) значительно превышает дисперсию других спектральных аппаратов, что является его основным преимуществом. Однако область дисперсии И. Ф.—П. $\Delta\lambda = \lambda^2/2hn$ очень мала, с чем связана необходимость применения И. Ф.—П. совместно с другими спектральными аппаратами (обычно призменными). Спектральная ширина *аппаратной функции* И. Ф.—П. определяется выражением $\delta\lambda = \Delta\lambda \frac{1-r}{\pi\sqrt{r}} = \frac{\lambda}{m}\frac{1-r}{\pi\sqrt{r}}$, т. е. зависит от порядка m и коэфф. отражения r. Предел уменьшения $1-r$ определяется дефектами изготовления плоскостей зеркал. При отступлении поверхности зеркал от плоскости на величину $\delta h \approx \lambda/1000$ не имеет смысла добиваться $r > 0{,}95$.

И. Ф.—П. применяется при визуальной, фотографич. и фотоэлектрич. регистрации спектра. В 1-м случае интерференционная картина наблюдается с помощью лупы или микроскопа. При фотографич. регистрации большая дисперсия И. Ф.—П. позволяет пользоваться сравнительно короткофокусными объективами L_2 ($f_2 \approx 300$ *мм*) без ухудшения качества спектра за счет аппаратной ф-ции фотослоя, что обусловливает высокую освещенность. В фотоэлектрич. спектрометрах с И. Ф.—П. в плоскости S_2 обычно устанавливается круговая диафрагма, «вырезающая» центральную часть интерференционной картины с угловыми размерами порядка $\delta\vartheta = \sqrt{\delta\lambda/\lambda} = \sqrt{(1-r)/\pi m\sqrt{r}}$, что составляет 10^{-2}—10^{-3} *рад*. При этом поток, проходящий на приемник (фотоумножитель, фотоэлемент и др.), равен $\Phi = {}^1/_4 BD^2T_{\max}\,\delta\lambda/\lambda$. Регистрация спектра осуществляется плавным изменением h или n. Практически более удобным оказывается метод с изменением n — показателя преломления воздушного слоя. Для этого И. Ф.—П. помещают в герметич. кожух с окнами, в к-ром плавно изменяют давление воздуха. Иногда для увеличения разрешающей способности или области дисперсии применяют систему из двух поставленных друг за другом И. Ф.—П., к-рая наз. сложным И. Ф.—П., или мультифлекс-интерферометром. Если толщины этих И. Ф.—П. различны, то область дисперсии определяется более тонким И. Ф.—П., а разрешающая способность — более толстым.

Сравнение величин потоков (при фиксировании $\delta\lambda$), выделяемых различными диспергирующими устройствами, показывает, что И. Ф.—П. обеспечивает поток, в несколько сот раз больший, чем призма, дифракционная решетка и др.

Благодаря указанным преимуществам, а также сравнительной простоте и дешевизне, И. Ф.—П. широко применяется в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра. В частности, почти все исследования сверхтонкой структуры спектральных линий выполняются с помощью И. Ф.—П. Важное применение в качестве объемного резонатора И. Ф.—П. нашел в *молекулярных генераторах* [5].

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Фриш С. Э., Техника спектроскопии, Л., 1936; 3) Королев Ф. А., Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., 1953; 4) Толанский С., Спектроскопия высокой разрешающей силы, пер. с англ., М., 1955; 5) Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М., «УФН», 1960, т. 72, вып. 2, с. 161; 6) Зайдель А. Н. [и др.], Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов, Л.—М., 1960, гл. 4; 7) Жакино П., «УФН», 1960, т. 72, вып. 4.

С. Г. Раутиан.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ЦЕНДЕРА—МАХА — см. *Интерферометр Рождественского.*

ИНФОРМАЦИИ ТЕОРИЯ — математическая дисциплина, исследующая процессы хранения и передачи *информации.* Основой исследования является вычисление (или оценка) количества информации, содержащейся в к.-л. данных. И. т. — существенная часть *кибернетики.* И. т. исходит из представления о том, что данные («сообщения»), предназначенные для сохранения в определенном запоминающем устройстве или для передачи по каналу связи, не известны заранее с полной определенностью. Заранее известно лишь множество, из к-рого могут быть выбраны эти сообщения, и в лучшем случае — то, как часто выбирается то или иное из этих сообщений (т. е. вероятность сообщений). В И. т. показывается, что «неопределенность», с к-рой сталкиваются в подобной обстановке, допускает количественное выражение и что именно это выражение (а не конкретная природа самих сообщений) определяет возможности их хранения и передачи. В качестве такой «меры неопределенности» И. т. предлагает число двоичных знаков, необходимое для фиксирования (записи) произвольного сообщения данного источника. Более точно — рассматриваются все возможные способы обозначения сообщений цепочками символов 0 и 1 (двоичные *коды*), удовлетворяющие условиям: а) различным сообщениям соответствуют различные цепочки и б) по записи нек-рой последовательности в кодированной форме эта последовательность должна однозначно восстанавливаться. Тогда в качестве меры неопределенности принимают среднее значение длины кодовой цепочки, соответствующее самому экономному способу *кодирования.* Один двоичный знак служит единицей измерения (см. *Единицы двоичные*).

Пример. Пусть нек-рые сообщения x_1, x_2, x_3 появляются с вероятностями, равными соответственно ${}^1/_8$, ${}^1/_2$, ${}^3/_8$. В этом случае коду $x_1 = 01$, $x_2 = 0$, $x_3 = 11$ соответствует среднее значение длины кодовой цепочки, равное $2 \cdot \frac{1}{8} + 1 \cdot \frac{1}{2} + 2 \cdot \frac{3}{8} = 1{,}5$, и никакой другой код не дает меньшего значения. Поэтому неопределенность данного источника сообщений равна 1,5 дв. ед.

Здесь уместно подчеркнуть еще раз, что термины «сообщение», «канал связи» и т. п. понимаются в И. т. очень широко. Так, с точки зрения И. т., источник сообщений описывается перечислением множества x_1, x_2, ... возможных сообщений (к-рые могут быть словами к.-л. языка, результатами измерений, телевизионными изображениями и т. п.) и соответствующих им вероятностей p_1, p_2, ...

Нет никакой простой ф-лы, выражающей точный минимум H' среднего числа двоичных знаков, необходимого для кодирования сообщений x_1, x_2, ..., x_n через вероятности p_1, p_2, ..., p_n этих сообщений. Однако указанный минимум не более чем на единицу превосходит выражение $H = \sum_{i=1}^{n} p_i \log_2 (1/p_i)$, где $\log_2 a$ обозначает логарифм числа a при основании 2. Величина H (*энтропия* множества сообщений) обладает простыми формальными свойствами, а для всех выводов И. т., к-рые носят асимптотич. характер, соответствуя случаю $H' \to \infty$, разница между H и H' абсолютно несущественна. Поэтому именно энтропия принимается в качестве меры неопределенности сообщений данного источника.

С изложенной точки зрения энтропия бесконечной совокупности оказывается, как правило, бесконечной. Поэтому в применении к бесконечным совокупностям поступают иначе. Именно, задаются определенным уровнем точности и вводят понятие ε-энтропии, как энтропии сообщения, записываемого с точностью до ε, если сообщение представляет собой непрерывную величину или ф-цию, напр., времени; подробнее см. *Энтропия.*

Так же, как и понятие энтропии, понятие количества информации, содержащейся в одном случайном

объекте относительно другого, вводится сначала для объектов с конечным числом возможных значений. Затем общий случай охватывается посредством предельного перехода. В отличие от энтропии, количество информации, напр., в одной непрерывно распределенной случайной величине относительно другой непрерывно распределенной величины очень часто оказывается конечным.

Понятие «канала связи» (см. *Канал*) также вводится в И. т. весьма общим образом. По сути дела, канал связи задается указанием множества «допустимых сообщений» на «входе канала», множеством «сообщений на выходе» и набором условных вероятностей получения того или иного сообщения на выходе при данном входном сообщении. Эти условные вероятности описывают влияние «помех», искажающих передаваемые сообщения. «Присоединяя» к каналу к.-л. источник сообщений, можно рассчитать количество информации относительно сообщения на входе, содержащееся в сообщении на выходе. Верхняя грань таких количеств информации, взятая по всем допустимым источникам, наз. емкостью канала. Емкость канала — его основная информационная характеристика. Несмотря на влияние (возможно сильное) помех в канале, при определенном соотношении между энтропией поступающих сообщений и емкостью канала возможна почти безошибочная передача (использующая надлежащее кодирование, см. *Шеннона теорема*).

И. т. отыскивает оптимальные, в смысле скорости и надежности, способы передачи информации, устанавливая теоретич. пределы достижимого качества. Как видно из предыдущего, И. т. носит существенно статистич. характер и поэтому значит. часть ее математич. методов заимствуется из теории вероятностей.

Основы И. т. были заложены в 1948—49 гг. К. Шенноном (C. E. Shannon). Большой вклад в ее теоретич. разделы внесен А. Н. Колмогоровым и А. Я. Хинчиным, а в разделы, соприкасающиеся с применениями, В. А. Котельниковым, А. А. Харкевичем и др.

Лит.: 1) Яглом А. М., Яглом И. М., Вероятность и информация, 2 изд., М., 1960; 2) Шэннон К., Статистическая теория передачи электрических сигналов, в кн.: Теория передачи электрических сигналов при наличии помех. Сб. переводов, М., 1953; 3) Голдман С., Теория информации, пер. с англ., М., 1957; 4) Теория информации и ее приложения. Сб. переводов, М., 1959; 5) Хинчин А. Я., Понятие энтропии в теории вероятностей, «Успехи матем. наук», 1953, т. 8, вып. 3; 6) Колмогоров А. Н., Теория передачи информации, М., 1956 (Академия наук СССР. Сессия по научным проблемам автоматизации производства. Пленарное заседание). *Ю. В. Прохоров.*

ИНФОРМАЦИЯ — основное понятие *кибернетики*. Кибернетика изучает машины и живые организмы исключительно с точки зрения их способности воспринимать определенную И., сохранять эту И. в «памяти», передавать ее по «каналам связи» и перерабатывать ее в «сигналы», направляющие их деятельность в соответствующую сторону. Интуитивное представление об И. относительно к.-л. величин или явлений, содержащейся в нек-рых данных, в кибернетике ограничивается и уточняется.

В нек-рых случаях возможность сравнения различных групп данных по содержащейся в них И. столь же естественна, как возможность сравнения плоских фигур по их «площади»: независимо от способа измерения площадей можно сказать, что фигура A имеет не большую площадь, чем B, если A может быть целиком помещена в B (ср. примеры 1—3 ниже). Более глубокий факт — возможность выразить площадь числом и на этой основе сравнивать между собой фигуры произвольной формы — является результатом развитой математич. теории. Подобно этому фундаментальным результатом теории И. является утверждение о том, что в определенных весьма широких условиях можно пренебречь качественными особенностями И. и выразить ее количество числом. Только этим числом определяются возможности передачи И. по каналам связи и ее хранения в запоминающих устройствах.

Пример 1. Знание положения и скорости частицы, движущейся в силовом поле, дает И. о ее положении в любой будущий момент времени, притом полную, т. к. это положение может быть предсказано точно. Знание энергии частицы также дает И., но, очевидно, неполную.

Пример 2. Равенство

$$a = b \qquad (1)$$

дает И. относительно переменных a и b. Равенство

$$a^2 = b^2 \qquad (2)$$

дает меньшую И. [т. к. из (1) следует (2), но эти равенства не равносильны]. Наконец, равенство

$$a^3 = b^3, \qquad (3)$$

равносильное (1), дает ту же И., то есть (1) и (3) — это различные формы задания одной и той же И.

Пример 3. Результаты произведенных с ошибками независимых измерений к.-л. физич. величины дают И. о ее точном значении. Увеличение числа наблюдений увеличивает эту И. Пример 3а. Среднее арифметическое результатов наблюдений также содержит нек-рую И. относительно рассматриваемой величины. Как показывает математич. статистика, в случае нормального распределения вероятностей ошибок с известной дисперсией среднее арифметическое содержит в с ю И.

Пример 4. Пусть результатом нек-рого измерения является случайная величина ξ. При передаче по нек-рому каналу связи ξ искажается, в результате чего на приемном конце получают величину $\eta = \xi + \theta$, где θ не зависит от ξ (в смысле теории вероятностей). «Выход» η дает И. о «входе» ξ; причем естественно ожидать, что эта И. тем меньше, чем больше «рассеяние» значений θ.

В каждом из приведенных примеров данные сравнивались по большей или меньшей полноте содержащейся в них И. В примерах 1—3 смысл такого сравнения ясен и сводится к анализу равносильности или неравносильности нек-рых соотношений. В примерах 3а и 4 этот смысл требует уточнения. Это уточнение дается, соответственно, математич. статистикой и теорией И. (для к-рых эти примеры являются типичными).

В основе *информации теории* лежит предложенный в 1948 г. К. Шенноном (C. E. Shannon) способ измерения количества И., содержащейся в одном случайном объекте (событии, величине, ф-ции и т. п.) относительно др. случайного объекта. Этот способ приводит к выражению количества И. числом. Положение можно всего лучше объяснить в простейшей обстановке, когда рассматриваемые случайные объекты являются случайными величинами, принимающими лишь конечное число значений. Пусть ξ — случайная величина, принимающая значения $x_1, x_2, \ldots, x_n$ с вероятностями $p_1, p_2, \ldots, p_n$, а η — случайная величина, принимающая значения $y_1, y_2, \ldots, y_m$ с вероятностями $q_1, q_2, \ldots, q_m$. Тогда И. $I(\xi, \eta)$ относительно η, содержащаяся в ξ, определяется ф-лой

$$I(\xi, \eta) = \sum_{i,\,j} p_{ij} \log_2 (p_{ij} / p_i q_j), \qquad (4)$$

где p_{ij} — вероятность совмещения событий $\xi = x_i$ и $\eta = y_j$ и логарифмы берутся по основанию 2. И. $I(\xi, \eta)$ обладает рядом свойств, к-рые естественно требовать от меры количества И. Так, всегда

$I(\xi, \eta) \geqslant 0$ и равенство $I(\xi, \eta) = 0$ возможно тогда и только тогда, когда $p_{ij} = p_i q_j$ при всех i и j, т. е. когда случайные величины ξ и η **независимы**. Далее, всегда $I(\xi, \eta) \leqslant I(\eta, \eta)$ и равенство возможно только в случае, когда η есть ф-ция от ξ (напр., $\eta = \xi^2$ и т. д.). Неожиданным может казаться лишь равенство $I(\xi, \eta) = I(\eta, \xi)$.

Величина $H(\xi) = I(\xi, \xi) = \sum_i p_i \log_2 (1/p_i)$ носит название *энтропии* случайной величины ξ. Понятие энтропии относится к числу основных понятий теории И. Количество И. и энтропия связаны соотношением

$$I(\xi, \eta) = H(\xi) + H(\eta) - H(\xi, \eta), \qquad (5)$$

где $H(\xi, \eta)$ — энтропия пары (ξ, η), т. е.

$$H(\xi, \eta) = \sum_{i, j} p_{ij} \log_2 (1/p_{ij}).$$

Величина энтропии указывает среднее число двоичных знаков (см. *Единицы двоичные*), необходимое для различения (или записи) возможных значений случайной величины (подробнее см. *Кодирование, Энтропия*). Это обстоятельство позволяет понять роль количества И. (4) при «хранении» И. в запоминающих устройствах. Если случайные величины ξ и η независимы, то для записи значения ξ требуется в среднем $H(\xi)$ двоичных знаков, для значения η требуется $H(\eta)$ двоичных знаков, а для пары (ξ, η) требуется $H(\xi) + H(\eta)$ двоичных знаков. Если же случайные величины ξ и η зависимы, то среднее число двоичных знаков, необходимое для записи пары (ξ, η), оказывается меньшим суммы $H(\xi) + H(\eta)$, т. к. $H(\xi, \eta) = H(\xi) + H(\eta) - I(\xi, \eta)$.

С помощью значительно более глубоких теорем выясняется роль количества И. (4) в вопросах передачи И. по каналам связи. Основная информационная характеристика каналов, т. н. **емкость**, определяется через понятие «И.» (подробнее см. *Канал* связи).

Если ξ и η могут принимать бесконечное число значений, то предельным переходом из (4) получается ф-ла

$$I(\xi, \eta) = \int\int p(x, y) \log_2 \frac{p(x, y)}{p(x) q(y)}\, dx dy, \qquad (6)$$

где буквами p и q обозначены соответствующие плотности вероятности. При этом энтропии $H(\xi)$ и $H(\eta)$ не существуют, но имеет место ф-ла, аналогичная (5),

$$I(\xi, \eta) = h(\xi) + h(\eta) - h(\xi, \eta), \qquad (7)$$

где

$$h(\xi) = \int p(x) \log_2 \frac{1}{p(x)}\, dx$$

— **дифференциальная** энтропия ξ [$h(\eta)$ и $h(\xi, \eta)$ определяются подобным же образом, см. *Энтропия*].

Пример 5. Пусть в условиях примера 4 случайные величины ξ и θ имеют нормальное распределение вероятностей с нулевыми средними значениями и дисперсиями, равными соответственно σ_ξ^2 и σ_θ^2. Тогда, как можно подсчитать по ф-лам (6) или (7): $I(\eta, \xi) = I(\xi, \eta) = \frac{1}{2} \log_2 [1 + \sigma_\xi^2/\sigma_\theta^2]$. Таким образом, количество И. в «принятом сигнале» η относительно «переданного сигнала» ξ стремится к нулю при возрастании уровня «помех» θ (т. е. при $\sigma_\theta^2 \to \infty$) и неограниченно возрастает при исчезающе малом влиянии «помех» (т. е. при $\sigma_\theta^2 \to 0$).

Особенный интерес для теории связи представляет случай, когда в обстановке примеров 4 и 5 случайные величины ξ и η заменяются случайными функциями (или, как говорят, случайными процессами) $\xi(t)$ и $\eta(t)$, к-рые описывают изменение нек-рой величины на входе и на выходе передающего устройства. Количество И. в $\eta(t)$ относительно $\xi(t)$ при заданном уровне помех («шумов», по акустич. терминологии) $\theta(t)$ может служить критерием качества самого этого устройства (см. *Канал* связи, *Сигнал*, *Шеннона теорема*).

В задачах математич. статистики также пользуются понятием И. (ср. примеры 3 и 3а). Однако как по своему формальному определению, так и по своему назначению оно отличается от вышеприведенного (из теории И.). Статистика имеет дело с большим числом результатов наблюдений и заменяет обычно их полное перечисление указанием нек-рых сводных характеристик. Иногда при такой замене происходит потеря И., но при нек-рых условиях сводные характеристики содержат всю И., содержащуюся в полных данных (разъяснение смысла этого высказывания содержится в конце примера 6). Понятие И. в статистике было введено Р. Фишером (R. A. Fisher) в 1921 г.

Пример 6. Пусть $\xi_1, \xi_2, \ldots, \xi_n$ — результаты n независимых наблюдений нек-рой величины, распределенные по нормальному закону с плотностью вероятности $p(x; a, \sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} \exp[-(x - a)^2/2\sigma^2]$, где параметры a и σ^2 (среднее и дисперсия) неизвестны и должны быть оценены по результатам наблюдений. Достаточными статистиками (т. е. ф-циями от результатов наблюдений, содержащими всю И. о неизвестных параметрах) в этом примере являются среднее арифметическое $\bar{\xi} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \xi_i$ и т. н. эмпирическая дисперсия $s^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (\xi_i - \bar{\xi})^2$. Если параметр σ^2 известен, то достаточной статистикой будет только $\bar{\xi}$ (ср. пример 3а выше).

Смысл выражения «вся И.» может быть пояснен следующим образом. Пусть имеется к.-л. ф-ция неизвестных параметров $\varphi = \varphi(a, \sigma^2)$ и пусть $\varphi^* = \varphi^*(\xi_1, \xi_2, \ldots, \xi_n)$ — к.-л. ее оценка (см. *Оценки статистические*), лишенная систематич. ошибки. Пусть качество оценки (ее точность) измеряется (как это обычно делается в задачах математич. статистики) дисперсией разности $\varphi^* - \varphi$. Тогда существует другая оценка φ^{**}, зависящая не от отдельных величин ξ_i, а только от сводных характеристик $\bar{\xi}$ и s^2, не худшая (в смысле упомянутого критерия), чем φ^*. Р. Фишером была предложена также мера (среднего) количества И. относительно неизвестного параметра, содержащейся в одном наблюдении. Смысл этого понятия раскрывается в теории статистич. оценок.

Лит. см. при ст. *Информации теория*, а также: 1) Крамер Г., Математические методы статистики, пер. с англ., М., 1948; 2) Ван-дер-Варден Б. Л., Математическая статистика, пер. с нем., М., 1960. *Ю. В. Прохоров.*

ИНФРАЗВУК — упругие колебания, аналогичные звуковым колебаниям, но с частотами ниже области слышимых частот. Обычно за такую границу принимают частоты 16—25 *гц*, к-рые в этом смысле можно считать и верхней границей И. Нижняя граница инфразвукового диапазона неопределенна. Практич. интерес могут представлять колебания от десятых и даже сотых долей герца, т. е. с периодами в десяток секунд. И. содержатся в шуме атмосферы, в шуме леса и моря; их источник — турбулентность атмосферы и ветер. Источником инфразвуковых колебаний являются грозовые разряды (гром), а также взрывы и орудийные выстрелы. В земной коре наблюдаются сотрясения и вибрации инфразвуковых частот от самых разнообразных источников, в т. ч. от взрывов, обвалов и транспортных возбудителей (см. *Сейсмиче-*

ские волны). Вибрации зданий, создаваемые производственными и бытовыми возбудителями, также, как правило, имеют инфразвуковые составляющие.

Для И. характерно малое поглощение в различных средах, вследствие чего инфразвуковые волны в воздухе, воде и в земной коре могут распространяться на очень далекие расстояния. Это явление находит практич. применение в *звукометрии*, при определении места сильных взрывов. Распространение И. на большие расстояния в море дает возможность предсказания стихийного бедствия — цунами. Звуки взрывов, содержащие большое количество инфразвуковых частот, применяются для исследования верхних слоев атмосферы, для исследования свойств водной среды.

Прием и измерение И. производятся спец. *микрофонами*, гидрофонами или вибраторами. По своему принципу эти аппараты могут быть аналогичными соответствующим приборам для звуковых частот; однако колебания низких частот при обычных мощностях имеют большие амплитуды (до нескольких *мм*) и часто не имеют синусоидальной формы; на эти колебания накладываются помехи сравнимых частот и амплитуд от естественных И. в атмосфере и конструкциях зданий, это приводит к усложнению аппаратуры и ее громоздкости.

Лит.: 1) Шулейкин В. В., Физика моря, 3 изд., М., 1953; 2) Коул Р., Подводные взрывы, пер. с англ., М., 1950. *Н. Г. Русаков.*

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — раздел спектроскопии, включающий получение, изучение и применение инфракрасных спектров. И. с. занимается главным образом изучением *молекулярных спектров* (по спектрам испускания, поглощения и отражения), так как в инфракрасной области расположено большинство колебательных и вращательных спектров молекул. Частоты колебаний и вращений молекул, проявляющиеся в спектре, определяются *отбора правилами*.

Получение спектров испускания молекул связано с трудностями, т. к. при возбуждении молекул, напр. с помощью электрич. разряда или нагревания, возможен распад молекулы или изменение ее структуры. Лишь в случае достаточно прочных молекул, состоящих из небольшого числа атомов, нек-рых ароматических и ряда др. молекул, наблюдались их инфракрасные спектры излучения.

Очень широкое распространение получили абсорбционные методы. Преимущества этих методов: небольшое количество вещества (доли $см^3$), необходимое для получения спектра поглощения; возможность получения спектра поглощения во всех агрегатных состояниях вещества, при различных состояниях твердого тела (кристалл, поликристалл, аморфное состояние, мелкодисперсное состояние), в растворах, при различных темп-рах и давлениях; возможность анализировать окрашенные и непрозрачные в видимой области вещества, вещества, имеющие сильную люминесценцию, и пр.

Инфракрасные спектры отражения имеют более ограниченную область применения, гл. обр. при исследовании молекулярных спектров твердых веществ, напр. веществ, из к-рых невозможно изготовить тонкие пластинки (хрупкость, сильное поглощение), чтобы получить спектр поглощения; ряда твердых неорганич. соединений, минералов и пр.

Измерение спектра поглощения вещества (описываемый метод применим также для получения спектров поглощения в видимой и ультрафиолетовой областях). Излучение от источника (рис. 1) с непрерывным спектром пропускают через кювету с исследуемым веществом и направляют на входную щель *монохроматора*. Поток излучения из выходной щели монохроматора (при данной установке барабана длин волн λ) падает на приемник излучения (см. *Инфракрасное излучение*), а возникающий в нем сигнал усиливается и измеряется или записывается прибором. Связь между величиной прошедшего через кювету потока $I(\lambda)$ и величинами, характеризующими

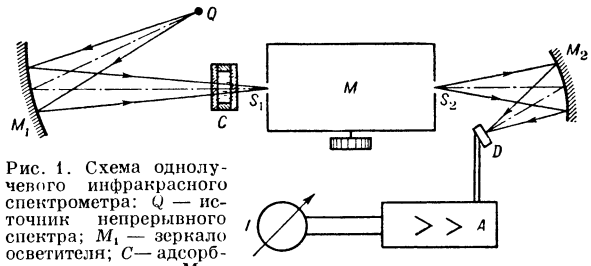


Рис. 1. Схема однолучевого инфракрасного спектрометра: Q — источник непрерывного спектра; M_1 — зеркало осветителя; C— адсорбционная кювета; M — монохроматор; S_1 — входная и S_2 — выходная щели монохроматора; M_2 — зеркало конденсора; D — приемник излучения; A — усилитель; I — измерительный прибор.

поглощающее вещество, дается *Бугера—Ламберта—Бера законом* в виде $I(\lambda)=\beta(\lambda)\,I_0(\lambda)\exp[-k(\lambda)\cdot cd]$, где $k(\lambda)$ — показатель поглощения и c — концентрация поглощающего вещества, если оно находится в растворе (для чистого вещества $c=1$), d — толщина поглощающего слоя, $I_0(\lambda)$ — поток излучения длины волны λ, падающий на кювету (перпендикулярно к ее окнам), $\beta(\lambda)$ — коэффициент, учитывающий потери на отражение от окон кюветы и поглощение в материале окон и в растворителе. В общем случае $\beta(\lambda)=(1-\rho_{12})(1-\rho_{23})(1-\rho_{34})(1-\rho_{41})\cdot\exp(-\varkappa_2 d_2)\exp(-\varkappa_4 d_4)\cdot\exp(-k_3c_3d)$, где ρ_{ij} — коэфф. отражения на границах раздела (рис. 2), $\varkappa_2$ и $\varkappa_4$ — показатели поглощения окон кюветы, k_3, c_3 — показатель поглощения и концентрация растворителя. Обычно окна кюветы делаются из одинакового и не поглощающего материала. Тогда $\rho_{12}=\rho_{41}=\rho_1$, $\rho_{23}=\rho_{34}=\rho_2$, $\varkappa_2=\varkappa_4=0$ и $\beta=(1-\rho_1)^2(1-\rho_2)^2\exp(-k_3c_3d)$. В случае чистого жидкого вещества $c_3=0$ и $\beta=(1-\rho_1)^2(1-\rho_2)^2$, а в случае твердого образца $\beta=(1-\rho)^2$. Обычно инфракрасный спектр поглощения представляют графически в виде зависимости от λ величин, непосредственно характеризующих поглощающее вещество: коэффициента пропускания $T(\lambda)=I(\lambda)/I_0'(\lambda)=\exp[-k(\lambda)cd]$, где $I_0'(\lambda)=\beta(\lambda)\cdot I_0(\lambda)$, коэффициента поглощения $A(\lambda)=[I_0'(\lambda)-I(\lambda)]/I_0'(\lambda)=1-T(\lambda)$, оптической плотности $D(\lambda)=\ln[I_0'(\lambda)/I(\lambda)]=\ln[1/T(\lambda)]$ и показателя поглощения $k(\lambda)=D(\lambda)/cd$. На практике оказывается удобным выражать закон Бугера—Ламберта—Бера в виде $I(\lambda)=I_0'(\lambda)\cdot 10^{-\varepsilon(\lambda)cd}$, где $\varepsilon(\lambda)=0{,}434\,k(\lambda)$ — коэффициент экстинкции, или коэффициент погашения. В этом случае оптич. плотность $D(\lambda)=\lg[I_0'(\lambda)/I(\lambda)]=\varepsilon(\lambda)\cdot c\cdot d$.

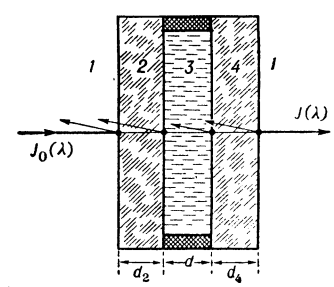


Рис. 2. Потери на отражение при прохождении пучка через абсорбционную кювету.

Закон Бугера—Ламберта—Бера получен в предположении, что через кювету проходит параллельный пучок монохроматич. излучения и что каждая молекула вещества поглощает независимо от других молекул [т. е. $k(\lambda)$ не зависит от c]. Последнее допущение позволяет обобщить этот закон на случай смеси из

неск. поглощающих веществ: $I(\lambda) = I'_0(\lambda) \cdot 10^{-D(\lambda)}$, где $D(\lambda) = \sum_i D_i(\lambda) = \sum_i \varepsilon_i(\lambda) c_i d$ — оптич. плотность смеси, равная сумме оптич. плотностей отдельных компонентов. Это соотношение лежит в основе количественного молекулярного анализа по спектрам поглощения (см. *Молекулярный спектральный анализ*).

Однако в реальных смесях коэфф. $\varepsilon_i(\lambda)$ может зависеть от концентрации компонентов, а измерения величин $D(\lambda)$ проводятся не в монохроматич. излучении. Поэтому оптич. плотность смеси более сложным образом зависит от концентрации и проведение количественных анализов значительно усложняется.

Определение $T(\lambda) = I(\lambda)/I'_0(\lambda)$ [и соответственно $A(\lambda)$, $D(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda)$] сводится к независимому измерению $I(\lambda)$ и $I'_0(\lambda) = \beta(\lambda) I_0(\lambda)$. Величина $I(\lambda)$ измеряется при установке в пучок излучения (рис. 1) кюветы с исследуемым веществом; в случае линейности усилительно-измерит. схемы отсчет по прибору $l(\lambda) = aI(\lambda)$, где a — постоянная прибора. Непосредственное измерение величины $I'_0(\lambda)$ не всегда возможно. Если измерение производится при отсутствии кюветы в пучке, то $l_0(\lambda) = aI_0(\lambda)$ и отношение $l/l_0 = I(\lambda)/I_0(\lambda) = \beta(\lambda) \cdot 10^{-\varepsilon(\lambda) cd}$ характеризует не только поглощающее вещество, но и величину $\beta(\lambda)$. В случае слабой зависимости β от λ [т. е. когда $\beta(\lambda)$ определяется только потерями на отражение] величина $10^{-\varepsilon cd}$ может быть легко определена из графика спектра. Если исследуется слабый раствор, то при измерении $I'_0(\lambda)$ в пучок устанавливают кювету той же толщины, наполненную чистым растворителем. В этом случае потери на отражение и поглощение растворителем при измерениях I и I'_0 прибл. одинаковы и отношение $l/l' \approx 10^{-\varepsilon(\lambda) c(cd)}$ характеризует только поглощающее вещество. При исследовании чистого вещества производят измерение в двух кюветах различной толщины d_1 и d_2; при этом потери на отражение одинаковы в обоих измерениях и $l_1/l_2 = 10^{-\varepsilon(\lambda) c(d_1 - d_2)}$.

В случае однолучевого инфракрасного спектрометра (рис. 1) $I(\lambda)$ и $I'_0(\lambda)$ измеряются либо «по точкам», т. е. при последоват. измерении их при одной и той же установке барабана длин волн монохроматора, либо путем последовательной регистрации кривых $I(\lambda)$ и $I'_0(\lambda)$ (и нахождения из них отношения l/l'_0). При 2-м методе необходимо, чтобы коэфф. усиления усилителя и яркость источника не изменялись в процессе получения обеих кривых. В двухлучевом инфракрасном спектрофотометре (рис. 3) автоматически регистрируется кривая отношения l/l'_0.

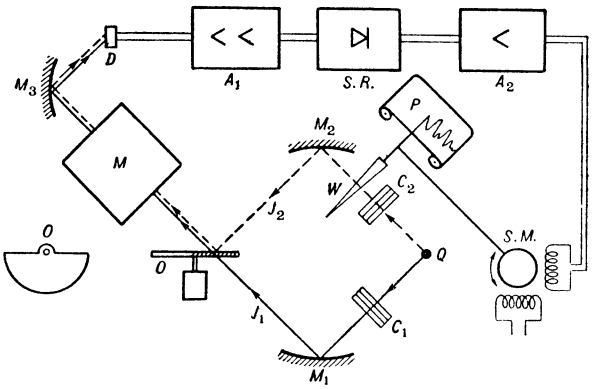


Рис. 3. Схема двухлучевого инфракрасного спектрофотометра: Q — источник излучения; C_1 — рабочая кювета; C_2 — кювета сравнения; W — фотометрический клин; M_1 и M_2 — зеркала осветителя; O — зеркальный обтюратор; M — монохроматор; M_3 — зеркало конденсора; D — приемник радиации; A_1 — усилитель; $S.R.$ — фазовый (синхронный) детектор; A_2 — усилитель мощности и преобразователь; $S.M.$ — сервомотор; P — перо самописца.

Излучение от источника с помощью той или иной оптич. системы разделяется на 2 пучка I_1 и I_2 (сплошная и пунктирная линии на рис. 3), в одном из к-рых устанавливается рабочая кювета, а в другом — соответствующая кювета сравнения. I_1 и I_2 с помощью вращающегося секторного зеркала (обтюратора) попеременно направляются на входную щель монохроматора. Если при данной λ вещество в рабочей кювете поглощает, то I_1 меньше I_2 и в приемнике радиации возникает переменный сигнал с частотой, равной частоте вращения обтюратора (обычно 10—12 *об/сек*) и амплитудой $I_2 - I_1$. Этот переменный сигнал после усиления и фазового (синхронного) детектирования (см. *Фазовый детектор*) приводит в действие сервомотор (см. *Привод*), к-рый перемещает установленный в пучке сравнения фотометрич. клин, уменьшая пучок I_2 до тех пор, пока он не сравняется с I_1. При этом переменный сигнал исчезнет и мотор остановится. При непрерывном вращении барабана длин волн монохроматора *следящая система* прибора автоматически перемещает фотометрич. клин так, чтобы I_2 всегда было равно I_1. Если ослабление пучка I_2 клином линейно зависит от его перемещения, то жестко связанное с клином перо записывающего устройства вычерчивает кривую $T(\lambda) = l/l'_0$. В двухлучевых спектрофотометрах требования к стабильности усилителя и источника излучения значительно снижаются, т. к. в таком приборе измерит. элементом является лишь фотометрич. клин. Приемник радиации должен быть малоинерционным (обычно малоинерционный *болометр* или *термоэлемент*) и его постоянная времени — согласованной с частотой вращения обтюратора.

На рис. 4 приведен спектр поглощения индена, полученный с помощью двухлучевого прибора. По

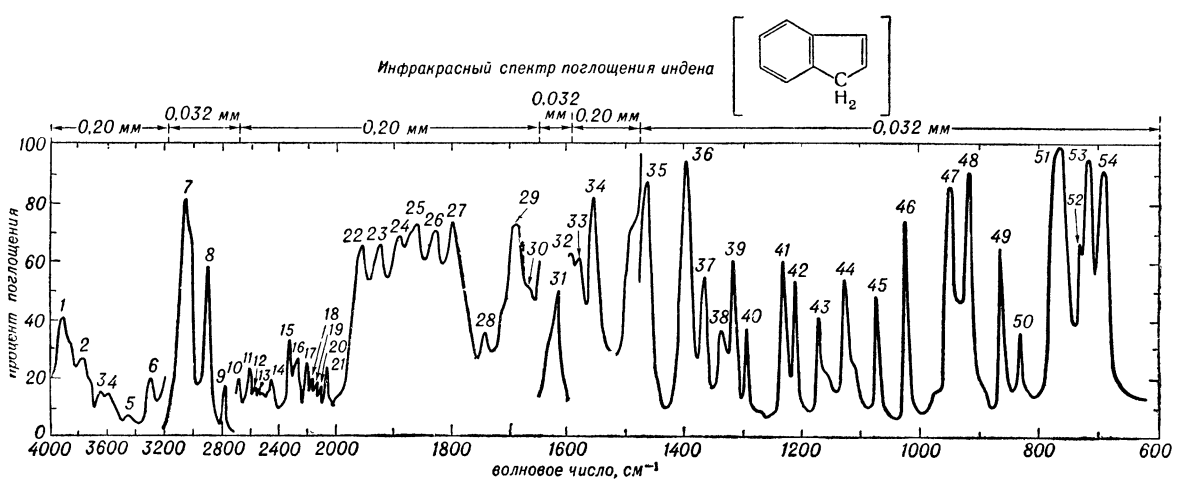


Рис. 4. Инфракрасный спектр поглощения индена.

этому спектру (см. табл. 1) удобно производить градуировку барабана длин волн призменных инфракрасных спектрометров в области $\lambda \approx 2{,}5 - 15{,}0$ μ.

Табл. 1. — Положение главных максимумов полос поглощения в инфракрасном спектре индена.

№ полосы	Положение максимума поглощения: волновое число ($см^{-1}$)	Положение максимума поглощения: длина волны (μ)	Толщина кюветы (мм)
1	3930 ± 5	2,544 ± 0,0035	0,20
2	3796 ± 5	2,634 ± 0,0035	0,20
3	3657 ± 5	2,734 ± 0,0035	0,20
4	3608 ± 5	2,772 ± 0,0035	0,20
5	3459 ± 10	2,891 ± 0,008	0,20
6	3298 ± 4	3,032 ± 0,004	0,20
7	3066 ± 3	3,261 ± 0,0035	0,032
8	2887 ± 2	3,464 ± 0,003	0,032
9	2771 ± 2	3,609 ± 0,0025	0,20
10	2672 ± 2	3,742 ± 0,003	0,20
11	2597 ± 1,5	3,850 ± 0,0025	0,20
14	2438 ± 1,5	4,102 ± 0,002	0,20
15	2306 ± 2	4,336 ± 0,004	0,20
16	2243 ± 1,5	4,458 ± 0,003	0,20
17	2172,5 ± 1,5	4,603 ± 0,003	0,20
21	2049 ± 1,5	4,880 ± 0,0035	0,20
22	1942,5 ± 1,5	5,148 ± 0,004	0,20
23	1915,5 ± 1	5,220 ± 0,003	0,20
24	1886 ± 1	5,302 ± 0,003	0,20
25	1856,5 ± 1,5	5,386 ± 0,0045	0,20
26	1827 ± 1	5,473 ± 0,003	0,20
27	1797 ± 1	5,565 ± 0,003	0,20
31	1609 ± 1	6,215 ± 0,004	0,032
32	1587 ± 1	6,301 ± 0,004	0,20
33	1573 ± 2	6,357 ± 0,008	0,20
34	1551 ± 1,5	6,447 ± 0,006	0,20
35	1458 ± 1	6,858 ± 0,0045	0,032
36	1394 ± 1	7,174 ± 0,005	0,032
37	1362 ± 1	7,342 ± 0,0055	0,032
38	1332,5 ± 1	7,505 ± 0,0055	0,032
39	1311,5 ± 1	7,625 ± 0,006	0,032
40	1287,5 ± 1	7,767 ± 0,006	0,032
41	1225,5 ± 1	8,160 ± 0,0065	0,032
42	1205 ± 1	8,299 ± 0,007	0,032
43	1166,5 ± 1	8,573 ± 0,0075	0,20
44	1122 ± 1	8,913 ± 0,008	0,032
45	1068 ± 1	9,363 ± 0,009	0,032
46	1018,5 ± 1	9,818 ± 0,0095	0,032
48	915 ± 1	10,93 ± 0,01	0,032
49	862 ± 1	11,60 ± 0,015	0,032
50	830 ± 1	12,05 ± 0,015	0,032
51	765 ± 2	13,07 ± 0,04	0,032
52	729,5 ± 1	13,71 ± 0,02	0,032
53	718 ± 2	13,93 ± 0,04	0,032
54	693 ± 1	14,43 ± 0,02	0,032

Спектры инфракрасного поглощения, полученные с помощью призменных спектрометров, содержат значительные аппаратурные искажения или ошибки (систематические и случайные). Поэтому параметры полученного спектра поглощения (величина поглощения в максимуме, ширина и форма полос) не являются количественными характеристиками исследуемого вещества, что затрудняет проведение количественных измерений по этим спектрам. Систематич. ошибки обусловлены конечной шириной *аппаратной функции* монохроматора (величина ошибки зависит от отношения ширины аппаратной ф-ции к ширине полосы поглощения) и инерционностью усилительно-регистрирующей системы спектрометра (величина ошибки зависит от отношения времени регистрации ширины полосы поглощения к постоянной времени системы и с уменьшением скорости регистрации уменьшается). Случайные ошибки обусловлены шумами приемника. Систематические аппаратурные искажения проявляются в уменьшении поглощения в максимуме полосы ($A'_0 < A_0$; см. рис. 5) и увеличении ширины полосы ($\delta > \gamma$). Связь между истинным контуром полосы поглощения $A(\lambda)$, измеренным контуром $A'(\lambda)$ и аппаратной ф-цией $a(\lambda)$ определяется ур-нием

$$A'(\lambda') = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\lambda)a(\lambda - \lambda')d\lambda.$$

У призменных монохроматоров аппаратная функция в основном определяется конечной шириной щелей монохроматора. Указанные систематич. ошибки взаимосвязаны со случайными, и эта связь такова, что уменьшение систематич. ошибок (напр., уменьшение ширины щелей) приводит к увеличению случайных ошибок (увеличению амплитуды регистрируемых шумов) и наоборот. Поэтому нельзя одновременно свести к минимуму систематические и случайные ошибки; необходимо выбирать оптимальные условия измерения спектра (выбор ширины щелей, скорости регистрации, толщины кюветы). У современных инфракрасных спектрометров с дифракционными решетками ширина аппаратной ф-ции в ряде случаев может быть сделана значительно меньше ширины полос поглощения (напр., полос жидкостей), и измеренный спектр инфракрасного поглощения оказывается близким к истинному.

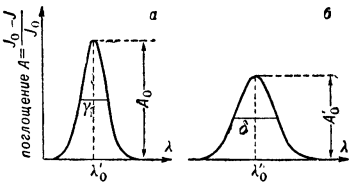


Рис. 5. *а* — истинный контур полосы поглощения; γ — ширина; A_0 — поглощение в максимуме полосы; *б* — наблюдаемый контур с шириной δ ($\delta > \gamma$, $A'_0 < A_0$).

Инфракрасные спектры отражения получаются с помощью тех же приборов, что и спектры поглощения.

Аппаратура. Монохроматоры инфракрасных спектрометров, как правило, имеют зеркальную оптику (сферич. и параболич. зеркала). Диспергирующими элементами (см. *Спектральные приборы*) служат призмы (в области 0,75—50 μ) и дифракционные решетки — *эшелетты* (0,75—2000 μ). В далекой инфракрасной области (50—2000 μ) применяются только эшелетты. Призменные монохроматоры построены гл. обр. по автоколлимационной схеме (см. *Монохроматоры*). Область спектра 0,75—50 μ перекрывается с помощью набора призм из различных материалов (табл. 2).

Таблица 2.

Область спектра (μ)	Материал призмы	Область спектра (μ)	Материал призмы
0,75—2,2	стекло	10—25	KBr
2,2—3,0	кварц	25—35	CsBr
2,5—5,5	LiF или CaF_2	30—50	CsJ
5,5—15,0	NaCl		

Дифракционные монохроматоры строятся по автоколлимационной схеме и схеме Эберта—Фасти (см. *Спектральные приборы*). В различных областях спектра применяются эшелетты с периодами от 0,002 *мм* в области 1 μ до ~ 4 *мм* в области 2 000 μ. В последнее время для исследования инфракрасных спектров также применяются двухлучевые *интерферометры* (см. также *Интерферометр Майкельсона*). Исследования инфракрасных спектров поглощения и отражения кристаллов часто производят в поляризованном инфракрасном излучении; поляризаторами (см. *Поляризационные приборы*) обычно служат пластинки из селена и хлористого серебра.

О приемниках и источниках см. в ст. *Инфракрасное излучение*.

Характер спектров инфракрасного поглощения. Спектры поглощения газообразных веществ, полученных с помощью инфракрасных спектрометров высокой разрешающей силы, имеют характерную колебательно-вращат. структуру (рис. 6) с большим числом вращат. компонентов в *R*- и *P*-ветвях (см. *Молекулярные спектры*). Ширина отдельных компонентов вращат. структуры составляет десятые и

даже сотые доли $см^{-1}$ и зависит от давления газа (увеличивается с увеличением давления). Спектры инфракрасного поглощения жидкостей состоят из различного числа полос, ширина к-рых в области спектра 2,5—15 μ обычно составляет 5—20 $см^{-1}$. В твердых телах ширина полос неск. меньше, чем в жидкостях.

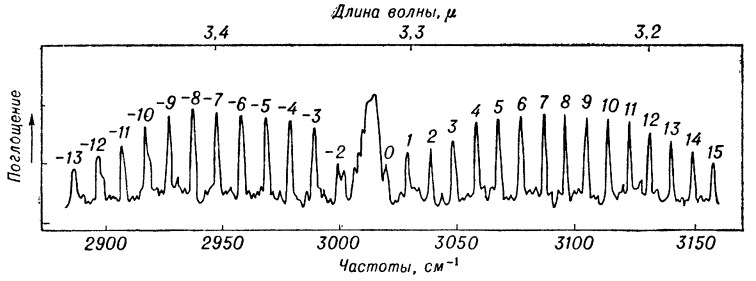


Рис. 6. Спектр поглощения газообразного метана (CH_4) — вращательно-колебательная полоса.

Спектр инфракрасного поглощения веществ, молекулы к-рых состоят из небольшого числа атомов, и ряда молекул, обладающих высокой степенью симметрии, содержит небольшое число полос. Анализ такого спектра (определение числа полос, их частот, интенсивностей, отнесение отдельных полос к определенным колебаниям молекулы) относительно прост.

Табл. 3. — Области длин волн для различных колебательных конфигураций.

Вид колебания *	Природа колебания (связь или группа)	Область длин волн (μ)	Вид колебания *	Природа колебания (связь или группа)	Область длин волн (μ)
в	OH	2,66—2,98	д	OH	6,27—7,85
»	NH	2,94—3,00	д	CH_3	6,72—7,66
»	CH	2,95—3,04	д	CH_2	6,63—7,85
»	NH_2	2,88—3,24	в	C≡C (кольцо)	6,31—7,50
»	NH_3	3,03			
»	NH_4	3,10—3,28	д	NH_4	7.00—7,40
»	CH (кольцо)	3,16—3,25	в	NO_2(N=O)	7,25—7,65
			в	SO_2(S=O)	7,35
»	OHO	3,19—3,22	д	SH	7.76
»	CH	3,16—3,51	в	CF	8,3
			в	C—(OH)	7,80—9,71
			д	NH_2	8,90
»	CH	3,30	в	COC	8,91
»	$=CH_2$	3,06—3,60	д	CD_3	8,66— 9,51
»	CH_2	3,22—3,51	д	CC=C	8,31—11,0
			д	CD_2	9,04—10,29
»	CH_3	3,15—3,69	в	CCO	9,12—11,33
»	OD	3,59—3,78	в	CN	7,19—11,89
»	SH	3,72—3,89	в	C=C=C	9,34—11,86
»	ND	4,07	в	CNC	10,75—11,19
»	CD (кольцо)	4,36	д	SD	10,72
			в	C=S	6,57—15,22
			д	OD	8,49—17,0
»	CD	4,43	д	CD	10,59—21,0
			в	NO	12,32
»	$=CD_2$	4,26—4,86	д	NH_2	13,35
»	CD_3	4,30—4,92	д	CN	14,04
»	C N	4,31—5,25	д	NO_2	15,44—16,3
»	N N	4,67	д	CN_2	16,64
»	=C=O	4,37—4,88	д	N=N	16,68
»	C C	4,51—5,68	д	CN_3	18,65
»	=C=N	4,48	д	SO_2	19,25
»	SD	5,00—5,29	д	C=C=C	11,74—28,3
»	C=C—C	5,05—6,37	д	CCO	23,0
»	C=O	5,47—6,25	д	CC=O	23,9
»	C=N	5,94	д	CCN	24,0
»	C=C	5,48—6,60	д	CC=C	24,0
»	NO_2(N=O)	6,17—6,43	д	COC	24,15
»	N=N	6,35	д	S=C—S	25,2
д	NH_2	5,95—6,39	д	CC C	29,8
в	CN_2	6,77			

* в — валентное колебание (колебание вдоль связи); д — различные формы деформационных колебаний (колебаний поперек связи) с изменением и без изменения угла между связями.

Спектры инфракрасного поглощения сложных молекул состоят из большого числа (часто перекрывающихся) полос различной интенсивности (см., напр., рис. 4); причем нек-рые полосы (небольшой интенсивности) могут являться полосами обертонов и составных частот. Анализ такого спектра и его математич. обработка затруднительны и иногда становятся невозможными. Однако и в этом случае спектр инфракрасного поглощения позволяет высказывать определенные заключения относительно химич. состава молекулы и ее структуры, т. к. анализ большого числа спектров инфракрасного поглощения (и спектров *комбинационного рассеяния света*) показал, что колебат. полосы определенных химич. связей и групп атомов имеют близкие частоты независимо от того, в состав каких молекул они входят. Пределы частот, в к-рых лежат те или иные характеристич. частоты определенных связей и групп атомов, приведены в табл. 3.

Применение инфракрасной спектроскопии. И. с. применяется для решения большого числа разнообразных физических, химических и аналитических задач.

Колебательно-вращательные и чисто вращательные спектры инфракрасного поглощения и особенно спектры поглощения газов, полученные с помощью приборов высокой разрешающей силы, широко применяются для определения структуры молекул, их моментов инерции и величин дипольных моментов, силовых постоянных (постоянных квазиупругой силы, действующей между атомами в молекуле), механического коэфф. ангармоничности и пр. Существование характеристич. частот колебаний отдельных связей и групп атомов позволяет проводить анализ сложных органич. соединений и особенно новых, неизвестных соединений.

Изучение изменений инфракрасных спектров (изменений частот полос, их ширины, формы и интенсивности), происходящих при изменении агрегатного состояния, при растворении, а также при изменении темп-ры, давления, вязкости и пр., позволяет делать определенные заключения относительно величины и характера межмолекулярных взаимодействий. Особенно широко применяются инфракрасные спектры поглощения при исследовании изменений спектров газовых смесей в зависимости от давления и природы газов. Результаты этих исследований позволяют определять оптич. поперечники соударений молекул, изучать поведение молекул при плотностях, близких к плотностям жидкостей, что имеет большое значение для создания теории жидкого состояния, и пр. С целью изучения межмолекулярных взаимодействий проводятся многочисленные исследования спектров инфракрасного поглощения растворов при вариации концентрации и природы растворителей (т. н. эффект растворения). Эти исследования также имеют большое значение для разработки методов количеств. анализа смесей жидкостей по спектрам инфракрасного поглощения.

Вследствие однозначности связи между строением молекулы и ее молекулярным спектром (см. *Молекулярный спектральный анализ*) И. с. находит очень большое применение для аналитич. целей.

Наиболее часто инфракрасные спектры поглощения применяются для качеств. анализа жидких и реже газовых смесей. Проведение количеств. анализов по спектрам инфракрасного поглощения связано с трудностями из-за наличия аппаратурных искажений спектров и физико-химических нарушений закона Бугера — Ламберта — Бера (эффекта растворения). Чтобы обойти эти трудности, обычно пользуются градуировочными графиками $D = f(c)$, построенными по эталонным смесям с известной концентра-

цией анализируемого вещества. Очень успешно И. с. применяется для анализа изомеров (см. *Изомерия*). В результате различной симметрии этих молекул спектры поглощения их значительно отличаются (рис. 7). И. с. находит применение для исследования полупроводниковых материалов, полимеров и процессов полимеризации, для изучения биологич. объектов и непосредственно живых клеток и пр.

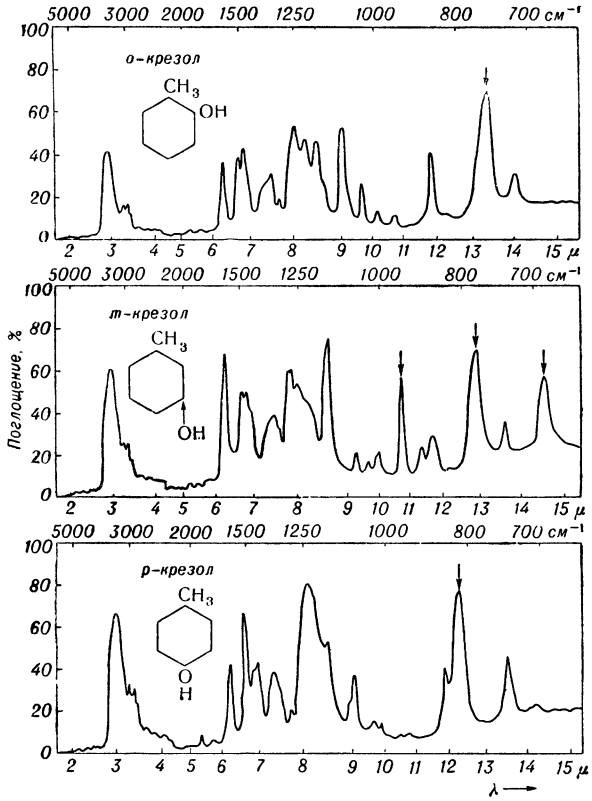


Рис. 7. Спектры поглощения *о-*, *m-* и *p*-изомеров крезола. Толщина слоя чистой жидкости 0,005 *мм*; стрелками отмечены характеристические полосы поглощения, наиболее удобные для определения каждого отдельного изомера в присутствии двух других.

Существуют быстродействующие инфракрасные спектрометры, к-рые позволяют изучать процессы, быстро протекающие во времени, напр. кинетику химич. реакций. Применение спец. приставок с зеркальными микрообъективами к инфракрасным спектрометрам позволяет получать спектры инфракрасного поглощения очень малых объектов, что имеет большое значение для минералогии и биологии.

И. с. наиболее широко распространена в ближней и средней инфракрасных областях спектра, для к-рых изготовляется большое число разнообразных однолучевых (например, ИКС-11, ИКС-12, ИКС-6) и двухлучевых (например, ИКС-14, ИКС-15) спектрометров. И. с. в далекой инфракрасной области еще не получила большого распространения вследствие больших экспериментальных трудностей (связанных с малой энергией излучения существующих источников, с трудностью предварительной монохроматизации излучения, необходимостью применять вакуумные приборы и пр.). Но эта область спектра несомненно представляет большой интерес, т. к. в ней, помимо чисто вращат. спектров, расположены полосы колебаний кристаллич. решеток, межмолекулярных колебаний, низкочастотных колебаний ряда молекул и пр.

Лит.: 1) Леконт Ж., Инфракрасное излучение, пер. с франц., М., 1958; 2) Применение спектроскопии в химии, пер. с англ., М., 1959; 3) Чулановский В. М., Введение в молекулярный спектральный анализ, [2 изд.], М.—Л., 1951; 4) Беллами Л., Инфракрасные спектры молекул, пер. с англ., М., 1957; 5) Шефер К., Матосси Ф., Инфракрасные спектры, пер. с нем., Л.—М., 1935; 6) Петраш Г. Г., О выборе скорости сканирования, оптимальной постоянной времени и ширины щелей при спектрометрических измерениях, «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 6, вып. 6, с. 792; 7) Малышев В. И., Марков М. Н., Шубин А. А., О двухлучевом инфракрасном спектрофотометре, «Изв. АН СССР. Серия физ.», 1953, т. 17, № 5, с. 654; 8) Налимов В. В., Непорент Б. С., Системы документации молекулярных спектров, «УФН», 1958, т. 65, вып. 3, с. 521; 9) Дмитриевский О. Д., Непорент Б. С., Никитин В. А., Скоростная спектрометрия, там же, 1958, т. 64, вып. 3, с. 447; 10) Ярославский Н. Г., Методика и аппаратура длинноволновой инфракрасной спектроскопии, там же, 1957, т. 62, вып. 2, с. 259.

В. И. Малышев.

ИНФРАКРАСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — электромагнитное излучение, занимающее спектральную область между красным концом видимого света ($\lambda = 0{,}74$ μ) и коротковолновым радиоизлучением ($\lambda = 1-2$ *мм*). Инфракрасную область спектра обычно условно разделяют на близкую (с интервалом длин волн 0,74—2,5 μ), среднюю (2,5—50 μ) и далекую (50—2 000 μ).

Спектр И. и. так же, как и спектр ультрафиолетового и видимого излучений, может быть линейчатым, полосатым и непрерывным. Линейчатый инфракрасный спектр излучают возбужденные атомы при переходах между близкими электронными уровнями (см. *Атомные спектры*). Напр., атомы ртути излучают ряд спектральных линий, расположенных в близкой инфракрасной области (рис. 1) в интервале $\lambda = 1{,}01-2{,}32$ μ (эти ли-

Рис. 1. Инфракрасный спектр излучения ртути. Длины волн в μ: *1*—1,014; *2*—1,129; *3*—1,357; *4*—1,367; *5*—1,395; *6*—1,530; *7*—1,692 и 1,694; *8*—1,707 и 1,711; *9*—1,814; *10*—1,970; *11*—2,249; *12*—2,326.

нии используются для градуировки инфракрасных спектрометров). У атома водорода линии спектральных серий Пашена, Брекета и Пфунда также расположены в инфракрасной области. Полосатые спектры излучают возбужденные молекулы при переходах между колебательными и вращательными уровнями (см. *Молекулярные спектры*). При этом колебательные и колебательно-вращательные полосы расположены гл. обр. в средней, а чисто вращательные — в далекой инфракрасной области. Так, в излучении пламен наблюдается сильная полоса $\lambda \approx \approx 2{,}8$ μ, излучаемая молекулой воды, и полосы $\lambda \approx \approx 2{,}8$ μ и $\lambda \approx 4{,}4$ μ, излучаемые молекулой CO_2. Непрерывный инфракрасный спектр излучают нагретые твердые или жидкие тела. Нагретое твердое тело излучает в очень широком интервале длин волн, но абсолютная и относит. доля И. и. зависит от темп-ры тела. При низких темп-рах (ниже 500° С) излучение почти целиком расположено в инфракрасной области, однако полная энергия излучения мала. Поэтому слабо нагретые тела не могут быть использованы в качестве источников И. и. При повышении темп-ры доля излучения в видимой области возрастает, но вместе с тем возрастает и полная энергия И. и. Излучение реальных тел для любой длины волны всегда меньше, чем излучение абсолютно черного тела той же темп-ры, и может носить селективный характер. Напр., у раскаленной вольфрамовой нити излучение в инфракрасной области больше отличается от излучения черного тела, чем в видимой области спектра (рис. 2,

пунктирная кривая). Излучение Солнца близко к излучению черного тела с темп-рой $\sim 6\,000°$ К, и значительная часть его ($\sim 50\%$) расположена в инфракрасной области. Распределение энергии в излучении человеческого тела близко к распределению энергии черного тела с максимумом при $\lambda \approx 9{,}5$ μ.

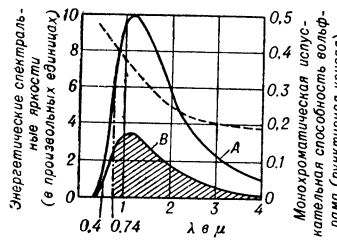


Рис. 2. Кривые излучения черного тела *A* и вольфрама *B* при температуре 2 450° К (лампа накаливания мощностью 50 *вт*). Заштрихованная часть — излучение вольфрама в инфракрасной области; интервал 0,4—0,74 μ — видимая область; пунктирная кривая — испускательная способность вольфрама (отношение ординат кривых излучения вольфрама и черного тела).

Источники инфракрасного излучения. Одним из самых распространенных источников И. и. являются мощные лампы накаливания (мощностью 250—1 000 *вт*) с вольфрамовой нитью. Стеклянные баллоны этих ламп имеют специальную форму и частично покрыты отражающим слоем, что позволяет концентрировать излучение в узком телесном угле. Темп-ра нити ламп обычно $\approx 2\,200°$ К, максимум излучения при $\lambda \approx 1{,}2$ μ, длинноволновая граница $\approx 2{,}7$ μ. Такие лампы используются, напр., при сушке и нагревании облучением. При фотографировании в полной темноте и в ночных инфракрасных приборах наблюдения лампы для подсветки снабжаются инфракрасными светофильтрами, к-рые пропускают только не видимое глазом И. и.

Мощный источник И. и. — положит. кратер угольной электрич. дуги, имеющий темп-ру $\sim 3\,900°$ К. При промышленной сушке часто применяют керамич. излучатели, обогреваемые газовым пламенем или горячими газами; для радиационного обогрева помещения — спирали из нихромовой проволоки, металлич. или керамич. трубки, накаливаемые током до темп-ры ок. 700° С (такие источники очень мало излучают в видимой области, и их часто наз. темными излучателями).

При получении спектров инфракрасного поглощения (см. *Инфракрасная спектроскопия*) в качестве источников И. и. с непрерывным спектром обычно используются: в ближней области — ленточная вольфрамовая лампа, в средней (2,5—25 μ) — *Нернста штифт* или *глобар*; в области 25—100 μ лучший результат дает накаливаемая током платиновая полоска, покрытая окислами нек-рых редкоземельных элементов (торий, цирконий, церий и др.), в далекой инфракрасной области (100—1 600 μ) — кварцевая ртутная лампа высокого давления (типа ПРК-4).

В 1960 г. создан генератор И. и. на основе *индуцированного излучения* молекул (см. *Квантовые генераторы, Оптический генератор*). Активное вещество в этом генераторе — кристалл флюорита (CaF_2) с примесью ионов 3-валентного урана. Стержень из такого материала (торцы стержня строго параллельны, и один из них покрыт отражающим, а другой — полупрозрачным слоем) при облучении светом импульсной ксеноновой лампы испускает вдоль оси узконаправленное излучение с длиной волны 2,5 μ с высокой монохроматичностью и очень большой энергетич. яркостью [9, 10].

Приемники инфракрасного излучения. Методы обнаружения и измерения И. и. (см. *Приемники излучения*) делятся на 2 группы: тепловые и фотоэлектрические. В тепловых методах поглощенное И. и. вызывает повышение темп-ры термочувствит. элемента приемника, к-рое тем или иным способом регистрируется. Тепловые приемники реагируют на всю поглощенную энергию, независимо от длины волны, и могут быть сделаны неселективными, т. е. пригодными для работы практически во всей области И. и. Сюда относятся: *радиометры, термоэлементы, болометры, оптико-акустические приемники*. В фотоэлектрич. приемниках величина сигнала зависит от числа эффективно поглощенных квантов и их энергии, т. е. от интенсивности и длины волны И. и. Такие приемники являются селективными, чувствительными к определенной области спектра И. и. К ним относятся: фотопластинки, *фотоэлементы, фотосопротивления*, а также приемники, использующие явление усиления или гашения свечения фосфоресценции предварительно возбужденного фосфора под действием И. и. Фотоэлектрич. приемники пригодны для работы в близкой и частично средней инфракрасной области спектра. Длинноволновые границы чувствительности различных приемников различны (табл. 1). Специально сенсибилизированные фотографич. пластинки — инфрапластинки — чувствительны до $\lambda \approx 1{,}2$ μ, а фотоэлементы — до $\lambda \approx \approx 1{,}3$ μ.

Табл. 1. — Области чувствительности различных фотоэлектрических приемников инфракрасного излучения.

Название приемника и формула	Длинноволновая граница чувствительности (μ)	Область максимальной чувствительности (μ)	Рабочая температура приемника (°С)
Кислородно-цезиевый фотокатод, Cs — O	1,2	0,84	20
Сернисто-серебряный фотоэлемент (с запирающим слоем), AgS	1,3	~ 1	20
Сернисто-таллиевое фотосопротивление, TlS	1,2	0,9	20
Сернисто-свинцовое фотосопротивление, PbS	3,4	2,4	17
То же	4,3	~ 3,5	— 180
Теллуристо-свинцовое фотосопротивление, PbTe	4,0	2—3	— 40
То же	5,8	1,5—4,8	— 180
Селенисто-свинцовое фотосопротивление, PbSe	5,4	4	17
То же	7,2	5,7	— 180
Теллуристое фотосопротивление, Te	4,2	3,5	— 200
Сурьмянистый индий-фотосопротивление, InSb	7,2	6,7	20
То же	6,0	5,5	— 180
Германий, легированный золотом, Ge + Au	9	5	— 195
Германий, легированный цинком, Ge + Zn	38	20—30	— 269
Фотогальваномагнитный приемник из InSb	7,0	6,2	20

Самым «длинноволновым» фотосопротивлением (к 1961 г.) является монокристалл германия с примесью цинка, охлажденный до темп-ры жидкого гелия. Он чувствителен до $\lambda \approx 38$ μ. Фотоэлектрич. приемники И. и. в области их максимальной чувствительности могут быть в 10—100 раз более чувствительными, чем лучшие тепловые приемники.

Оптические свойства веществ (прозрачность, коэфф. отражения, коэфф. преломления) в инфракрасной области спектра значительно отличаются от оптич. свойств в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Поглощение И. и. для большинства веществ носит селективный характер и имеет вид относительно узких (в тонких слоях) полос поглощения (рис. 3). Положение полос поглощения, их число, ширина, форма и величина поглощения зависят от химич. состава и структуры моле-

кул, от агрегатного состояния (см. *Молекулярные спектры*). Многие вещества, в толстых слоях прозрачные в видимой области, оказываются непрозрачными в нек-рых областях спектра И. и. и наоборот. Напр., слой жидкой воды, толщиной в неск. *см*, не прозрачен для $\lambda > 1$ μ (поэтому вода используется как теплозащитный фильтр); кристаллич. кварц прозрачен для $\lambda \leqslant 4$ μ и $\lambda > 50$ μ, черная бумага прозрачна в далекой инфракрасной области; монокристаллы германия и кремния не прозрачны в видимой и прозрачны в инфракрасной области (германий для $\lambda > 1{,}8$ μ, кремний для $\lambda > 1{,}0$ μ). Вещества, прозрачные для И. и. и непрозрачные в видимой области, используются в качестве фильтров для выделения И. и. Для изготовления призм, линз, окон и др. оптич. деталей инфракрасных приборов применяются монокристаллы, прозрачные в толстых слоях в определенных областях инфракрасного спектра (табл. 2).

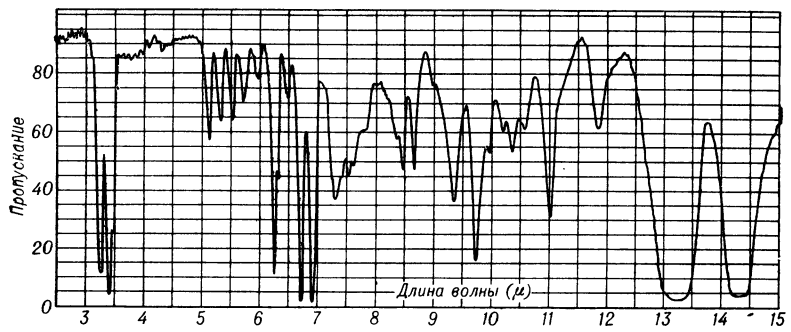


Рис. 3. Спектр инфракрасного поглощения пленки полистирола толщиной 0,07 *мм*.

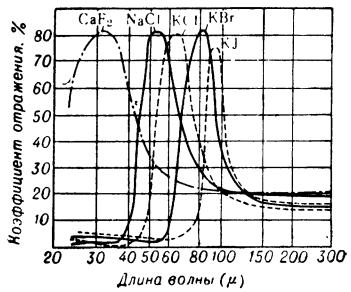


Рис. 4. Отражение инфракрасного излучения от щелочно-галлоидных кристаллов.

Табл. 2. — Оптические материалы, применяемые в инфракрасной области спектра.

Название материала и формула	Длинноволновая граница пропускания (μ)
Стекло	2,7
Кварц плавленый, SiO_2	4,0
Окись алюминия (корунд, сапфир), Al_2O_3	5,5
Фтористый литий *, LiF	6
Фтористый кальций (флюорит), CaF_2	10
Титанат стронция, $SrTiO_3$	7
Фтористый кадмий*, CdF_2	11
Хлористый натрий*, NaCl	15
Хлористый калий* (сильвин), KCl	20
Бромистый калий*, KBr	25
Фтористый натрий *, NaF	11
Хлористое серебро, AgCl	23
Трехсернистый мышьяк, As_2S_3	12
Таллий иодисто-бромистый, TlBr, J (KRS—5)	38
Иодистый калий*, KJ	31
Бромистый цезий*, CsBr	40
Иодистый цезий *, CsJ	54
Кремний монокристаллический, Si	20
Германий монокристаллический, Ge	15
Окись магния (периклес), MgO	9,5
Фтористый стронций, SrF_2	11
Фтористый барий, BaF_2	12
Фтористый свинец, PbF_2	11

* Материал гигроскопичен.

Инфракрасное излучение с длинами волн больше 100 μ (до ~1 000 μ) хорошо пропускают (пропускание больше 50% при толщине 2 *мм*): кварц кристаллический, полиэтилен, полистирол, парафин, тефлон, алмаз.

Отражательная способность веществ в инфракрасной и в видимой областях спектра различна. Для большинства металлов отражат. способность в инфракрасной области значительно больше, чем в видимой, и возрастает с увеличением длины волны И. и. (см. *Металлооптика*). Напр., коэфф. отражения Al, Au, Ag, Cu в области $\lambda \approx 10$ μ достигает 98%. Жидкие и неметаллические твердые вещества обладают в инфракрасной области селективным отражением, причем положение максимумов отражения зависит от химич. состава вещества. У нек-рых кристаллов коэфф. отражения в максимуме селективного отражения достигает очень больших величин (рис. 4) и потому такие кристаллы могут служить отражат. фильтрами для выделения определенных областей спектра И. и. (табл. 3), гл. обр. в далекой инфракрасной области (т. н. метод *остаточных лучей*). Для лучшей монохроматизации И. и. применяют многократное отражение от поверхностей кристаллов.

Табл. 3. — Положение максимумов отражения (остаточных лучей) некоторых материалов.

Вещество и формула	Длина волны максимумов отражений (μ)
Кварц, Si	9
Окись магния (периклес), MgO	15,4
Фтористый литий, LiF	26
Сернистый цинк, ZnS	31
Фтористый кальций (флюорит), CaF_2	33
Фтористый натрий, NaF	36
Хлористый натрий, NaCl	52
Хлористый калий, KCl	63
Бромистый калий, KBr	82
Хлористый таллий, TlCl	92
Иодистый калий, KJ	94
Бромистый цезий, CsBr	128
Иодистый цезий, CsJ	145
Иодисто-бромистый таллий TlBr, J (KRS—5)	200

Прохождение инфракрасного излучения через земную атмосферу. Прозрачность атмосферы для И. и. (так же, как для ультрафиолетового и видимого излучений) играет большую роль в процессе теплового радиационного обмена между излучением Солнца, падающим на Землю, и обратным И. и. Земли в мировое пространство (излучение Земли расположено гл. обр. в инфракрасной области спектра с максимумом ок. 10 μ), а также существенна при практич. использовании И. и. (связь, инфракрасная фотография, применение И. и. в военной технике и пр.). Проходя через земную атмосферу, И. и. ослабляется в результате рассеяния (см. *Рассеяние света*) и поглощения, причем величина ослабления зависит от чистоты атмосферы и наличия в ней примесей. Азот и кислород не поглощают И. и. и ослабляют его лишь в результате рассеяния, к-рое для И. и. мало, т. к. коэфф. рассеяния $\sim 1/\lambda^4$. Пары воды, CO_2, озон и др. примеси селективно поглощают И. и. Особенно сильно поглощают пары воды, полосы поглощения к-рых расположены почти во всей инфракрасной области спектра. В при-

земных слоях атмосферы имеется лишь небольшое число «окон», прозрачных для И. и. в области 0,6—14 μ. Полосы прозрачности: 2,0—2,5 μ, 3,2—4,2 μ, 4,5—5,2 μ и 8,0—13,5 μ (рис. 5). Для $\lambda > 14$ μ (до $\lambda \approx 1\,500$ μ) атмосфера не прозрачна, гл. обр.

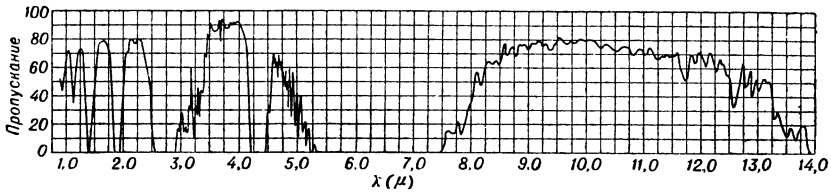


Рис. 5. Кривая пропускания атмосферы в области 0,6—14 μ. Полосы прозрачности: 2,0—2,5 μ; 3,2—4,2 μ; 4,5—5,2 μ; 8,0—13,5 μ. Полосы поглощения с максимумами при $\lambda = 0{,}93$; 1,13; 1,40; 1,87; 2,74; 6,3; 17 μ принадлежат парам воды; при $\lambda = 2{,}7$; 4,26 и 15 μ — CO_2; при $\lambda \approx 9{,}5$ μ — озону.

вследствие многочисленных и очень интенсивных полос поглощения паров воды. Благодаря сильному поглощению И. и. земной атмосферой лишь небольшая часть обратного И. и. Земли выходит за пределы атмосферы, и тем самым атмосфера является теплоизолирующей оболочкой Земли, препятствующей ее

Рис. 6. Фотография пейзажа на обыкновенной (слева) и инфракрасной (справа) фотопластинках.

охлаждению. В верхних слоях атмосферы, где концентрация паров воды и CO_2 мала, И. и. ослабляется мало. Наличие в атмосфере взвешенных частиц — пыли, дыма, мелких капель воды (образующих дымку или туман) — приводит к дополнит. ослаблению И. и.

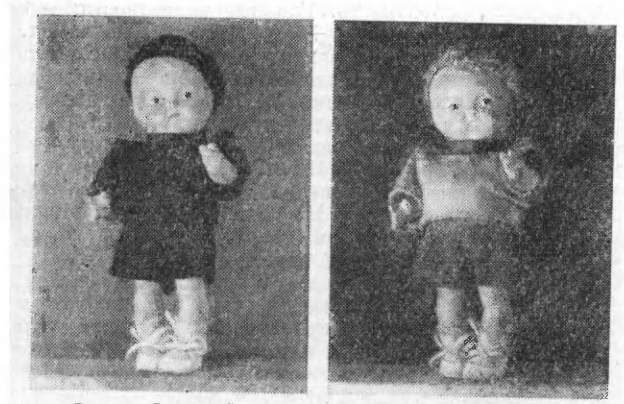


Рис. 7. Фотография куклы на обыкновенной (слева) и инфракрасной (справа) фотопластинках.

в результате рассеяния на этих частицах. Величина рассеяния зависит от соотношения размеров частиц и длины волны И. и. При малых размерах частиц (возд. дымка) И. и. рассеивается меньше, чем видимое излучение (что используется в инфракрасной фотографии). При густом тумане, когда капельки воды велики, И. и. рассеивается так же сильно, как и видимое.

Применение инфракрасного излучения. И. и. находит широкое применение в научных исследованиях, при решении большого числа практических задач, в военном деле. Изучение спектров испускания и поглощения атомов в инфракрасной области является дополнением к исследованиям в видимой и ультрафиолетовой областях с целью определения структуры электронной оболочки атомов. Изучение инфракрасных спектров испускания и особенно спектров поглощения молекул применяется при определении структуры молекул, а также для качеств. и количеств. анализа смесей веществ сложного молекулярного состава, напр. моторного топлива (см. *Молекулярный спектральный анализ*).

Инфракрасная фотография имеет ряд преимуществ перед фотографией в видимой области спектра. Одно из этих преимуществ обусловлено меньшим ослаблением И. и. вследствие рассеяния при прохождении через дымку или небольшой туман, что позволяет получать фотографии удаленных предметов (рис. 6), иногда на расстоянии до 500 *км*. Другая особенность инфракрасной фотографии основана на том, что относит. контраст отдельных объектов в И. и. и в видимом свете различен (благодаря различию коэфф. отражения и пропускания тел в видимой и инфракрасной областях спектра). В результате этого при фотографировании в И. и. можно обнаружить на снимке детали, не видимые глазом и на обычных фотографиях (рис. 7). Эти особенности инфракрасной фотографии используются: в ботанике при изучении болезней растений (рис. 8); в медицине при диагностике сосудистых заболеваний, заболеваний кожи, исследовании глаза и пр.; в криминалистике для обнаружения подделок; в аэрофотосъемке при фотографировании лесных массивов из различных пород деревьев, в аэрофоторазведке с целью обнаружения маскировки и пр., а также в астрономии. Фотографии отдельных участков неба, планет, туманностей и др. астрообъектов, полученные на инфракрасных пластинках, часто содержат большее число деталей, чем фотографии на обычных пластинках. Удается получить фотографии звезд, не видимых глазом из-за наличия светящихся туманностей (рис. 9), и фотографии холодных звезд. Наконец, фотографирование в И. и. можно производить в полной темноте (рис. 10). Для фотографирования в И. и. применяются обычные фотоаппараты, снабженные инфракрасными фильтрами, и спец. фотопластинки или используется метод *фосфорографии*.

Рис. 8. Больные листья на обычной (внизу справа) и инфракрасной (вверху слева) фотографиях.

В промышленности сушка различных материалов (древесины, текстильных материалов, лакокрасочных покрытий и пр.) производится облучением их И. и.

Этот метод сушки имеет значит. преимущества (по скорости сушки, экономичности и пр.) по сравнению с конвекционными сушильными камерами. И. и. электрич. ламп (в области 1—2 μ) проникает на нек-рую глубину внутрь непосредственно высушиваемых объектов (напр., в слой лака или краски), что значительно ускоряет процесс сушки. Радиационные сушильные камеры не требуют предварительного разогрева камеры — сушка начинается почти сразу после начала облучения. Возможна также локальная сушка без нагревания всего объекта.

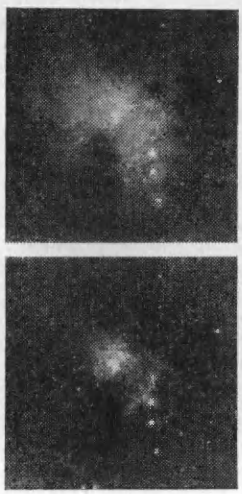


Рис. 9. Фотография участка неба на обычной (вверху) и инфракрасной (внизу) фотопластинке.

Рис. 10. Фотография, полученная в полной темноте при освещении инфракрасным излучением от двух нагретых утюгов.

На основе фотокатодов, чувствительных к И. и. (напр., кислородно-цезиевых), создаются электронно-оптич. преобразователи, в к-рых невидимое глазом инфракрасное изображение преобразуется в видимое. На этом принципе сконструированы различные ночные бинокли, прицелы и др. приборы, позволяющие при облучении наблюдаемых объектов И. и. от специальных источников вести наблюдения или прицеливание в полной темноте. И. и. используется также в оптич. телефонии (см. *Оптический телефон*) как средство связи при полной скрытности от посторонних наблюдателей. Создание высокочувствит. приемников И. и. (напр., охлажденных фотосопротивлений или высокочувствит. болометров) позволило построить приборы — теплопеленгаторы для определения направления на нагретые тела (трубы кораблей, двигатели самолетов, выхлопные трубы двигателей танков и пр.) по их собственному И. и. Теплопеленгатор состоит из параболич. зеркала, в фокусе к-рого расположен приемник И. и., включенный на вход усилительного устройства. Если в поле зрения зеркала пеленгатора находится объект (цель), тепловое (инфракрасное) излучение к-рого превышает излучение фона, то при совпадении изображения цели с приемником на выходе усилителя появляется дополнительный (по сравнению с сигналом от фона) сигнал, причем ось зеркала определяет направление на цель. Теплопеленгаторы позволяют обнаруживать корабли на расстоянии 30 *км* и более. На принципе использования теплового излучения цели созданы также системы самонаведения управляемых реактивных снарядов. Специальная оптич. система и приемник И. и., расположенные в носовой части снаряда, и автоматическое следящее устройство, связанное с рулями, позволяют точно направлять снаряд на цель, темп-ра к-рой выше, чем у окружающего фона (заводы, тепловые электростанции, корабли, самолеты и пр.).

Лит.: 1) Леконт Ж., Инфракрасное излучение, пер. с франц., М., 1958; 2) Дерибере М., Практические применения инфракрасных лучей, пер. с франц., М.—Л., 1959; 3) Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р., Обнаружение и измерение инфракрасного излучения, пер. с англ., М., 1959; 4) Марголин И. А. и Румянцев Н. П., Основы инфракрасной техники, 2 изд., М., 1957; 5) Соловьев С. М., Инфракрасная фотография, М., 1960; 6) Лебедев П. Д., Сушка инфракрасными лучами, М.—Л., 1955; 7) Шефер К. и Матосси Ф., Инфракрасные спектры, пер. с нем., М.—Л., 1935; 8) Левитин И. Б., Техника инфракрасных излучений, М.—Л., 1959; 9) Sorokin P. P., Stevenson M. J., «Phys. Rev. Letters», 1960, v. 5, № 12; «I. B. M. J. Res. and Develop.», 1961, v. 5, № 1, p. 56; 10) Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М., «Вести. АН СССР», 1961, № 3, с. 61—66. *В. Н. Малышев.*

ИОД (Jodum) J — химич. элемент VII гр. периодич. системы Менделеева, п. н. 53, ат. в. 126,91. Природный И. состоит из одного стабильного изотопа J^{127}. Из искусственно радиоактивных изотопов И. важнейшие J^{131} ($T_{1/2}$ = 8 дней), J^{133} ($T_{1/2}$ = 22 часа). Конфигурация внешних электронов атома $5s^2\,5p^5$. Энергия ионизации в *эв*: ($J^0 \rightarrow J^+$) 10,45, ($J^+ \rightarrow J^{2+}$) 19,01. Сродство к электрону ($J^0 \rightarrow J^-$) 3,28 *эв*. Атомный радиус 1,36 Å, ионный радиус J^- 2,20 Å. Молекула И. двухатомна. Теплота диссоциации $J_2 \rightarrow 2J$ 35,5 *ккал/моль*, степень диссоциации 2,8% (1 000° К), 89,5% (2 000° К). И. — черно-серое кристаллич. вещество с фиолетовым металлич. блеском. Имеет ромбич. решетку с параметрами a = 7,250 Å, b = 9,772 Å, c = 4,774 Å. При обычной темп-ре испаряется с образованием фиолетовых паров, имеющих резкий запах. Плотность твердого И. 4,940 *г/см*^{3} (20°); жидкого 3,960 *г/см*^{3} (120°). $t°_{пл}$ 113,5°; $t°_{кип}$ 184,35°. Теплота плавления 14,85 *кал/г*; теплота сублимации (при $t°_{пл}$) 56,94 *кал/г*; теплота испарения жидкого И. 39,28 *кал/г*. Критич. темп-ра 553° (в °С), критич. давление 116 *атм*. Удельная теплоемкость твердого И. $0{,}05058 + 4{,}688 \cdot 10^{-5}\,t$ *кал/г · град* (25—113,6°), жидкого 0,0756 *кал/г · град* (113,6—184°) (здесь и ниже значения темп-р даны в °С). Вязкость жидкого И. 2,268 *спуаз* (116°), 1,414 *спуаз* (185°). Диэлектрич. проницаемость твердого И. 10,3 (23°), жидкого 11,08 (118°). Удельная электропроводность твердого И. $1{,}7 \cdot 10^{-7}$ *ом*$^{-1} \cdot$ *см*$^{-1}$ (25°), жидкого $4{,}48 \cdot 10^{-5}$ *ом*$^{-1} \cdot$ *см*$^{-1}$ (138,2°).

И. растворим в большинстве органич. растворителей. Растворы И. в углеводородах и их галогенных производных, а также в нитросоединениях и сероуглероде имеют фиолетовый цвет; растворы в растворителях, содержащих кислород, азот и серу, имеют коричневую окраску. В химич. соединениях И. проявляет переменную валентность. Главные валентности: — 1 (иодиды), +5 (иодаты) и +7 (периодаты). По химич. активности И. уступает хлору и брому. Окислит. свойства у И. выражены слабее, чем у брома. С кислородом И. непосредственно не реагирует. Окисел И. J_2O_5 получается косвенным путем. При взаимодействии с фтором образуются JF_5 и JF_7, с хлором — JCl и JCl_3, с бромом — JBr. Реакция с водородом, идущая при высоких темп-рах, приводит к образованию иодистого водорода HJ. Большинство металлов взаимодействует с иодом, образуя иодиды (NaJ, KJ, FeJ_2). Реакция с водой идет по схеме: $J_2 + H_2O \rightleftarrows HJO + HJ$. Элементарный И. применяется в химич. лабораториях и в медицине, а также для получения органич. и неорганич. производных. β^--активный J^{131} широко используется как меченый атом, а также для лечения щитовидной железы, в последнее время для этих целей применяют и J^{133}.

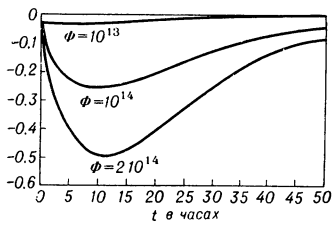
Лит.: 1) Ксензенко В. И., Стасиневич Д. С., Технология брома и иода, М., 1960; 2) Ullmann. Bd 9, 3 Aufl., Münch.—B., 1957, S. 124; 3) Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8 Aufl., Syst.—Nummer 8. Jod, B., 1933. *Д. С. Стасиневич.*

ИОДНАЯ ЯМА — явление уменьшения *реактивности* после остановки реактора, происходящее за счет накопления в нем сильно поглощающего нейтроны Xe^{135}_{54}. И. я. имеет место практически только в реак-

торах с высоким значением потока тепловых нейтронов (свыше 10^{13} *н/см² · сек*), для к-рых соответствующее сечение поглощения достигает $3 \cdot 10^6$ *барн*. Ксенон образуется из иода, являющегося осколком деления, по следующей схеме:

$$J_{53}^{135} \xrightarrow[6{,}7ч]{\beta^-} Xe_{54}^{135} \xrightarrow[9{,}13ч]{\beta^-} Cs_{55}^{135}.$$

Выход J_{53}^{135} составляет 5—6% к числу всех разделившихся атомов. Во время работы реактора (с большим нейтронным потоком) количество находящегося в нем Xe_{54}^{135} сохраняется на относительно низком уровне, главным образом благодаря убыли при поглощении нейтронов. Интенсивность процесса поглощения пропорциональна величине нейтронного потока. С остановкой реактора этот процесс прекращается, а так как накопившийся J_{53}^{135} продолжает распадаться, количество Xe_{54}^{135} начинает расти. Зависимость количества Xe_{54}^{135} от времени подчиняется обычным законам радиоактивного распада. Соответствующее изменение реактивности пропорционально количеству Xe_{54}^{135}. На рис. приведены типичные кривые изменения реактивности в зависимости от времени при различных нейтронных потоках.



Изменение реактивности реактора в зависимости от времени t (в часах) после остановки при различной величине потока тепловых нейтронов Φ (на *см²* в *сек*).

И. я. вызывает известные затруднения в эксплуатации реакторов. В частности, в связи с тем, что запас положительной реактивности всегда ограничен, повторный запуск реактора в течение нек-рого периода после остановки может оказаться невозможным. Напр., для реактора с запасом реактивности 0,1 и потоком 10^{14} *н/см² · сек* запуск нельзя осуществить в интервале от 0,5 до 35 часов после остановки.

Лит.: Галанин А. Д., Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах, [2 изд.], М., 1959, с. 382—87.

О. Д. Казачковский.

ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА — прибор, действие к-рого основано на способности движущихся с большой скоростью заряженных частиц ионизовать газ. И. к. применяется для регистрации и исследования разного рода излучений, как ионизирующих, так и неионизирующих; в последнем случае ионизация вызывается вторичными заряженными частицами, возникающими при взаимодействии излучения с веществом.

И. к. обычно представляет собой заполненный к.-л. газом герметически замкнутый сосуд с двумя электродами (плоскими, сферическими или цилиндрическими), на которые подается нек-рая разность потенциалов (100—1 000 *в*). В отсутствие излучения сопротивление газового промежутка очень велико и в цепи И. к. практически нет тока. Заряженные частицы, пролетая через И. к., производят ионизацию атомов (или молекул) газа, образуя на своем пути ионы и электроны. Под действием электрич. поля ионы и электроны перемещаются в направлении соответствующих собирающих электродов, и в цепи И. к. (рис. 1) течет ток.

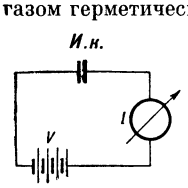


Рис. 1.

Зависимость тока I от напряжения V показана на рис. 2. Если напряжение V мало, большая часть ионов и электронов рекомбинирует и ток I возрастает с увеличением V линейно. По мере повышения V скорость перемещения ионов и электронов вдоль электрич. поля, называемая скоростью дрейфа (см. *Дрейф заряженных частиц*), растет, время собирания ионов и электронов (τ) уменьшается и соответственно уменьшается число актов рекомбинации, I возрастает, но существенно медленнее, чем V. При некоторой разности потенциалов ($V = V_1$) все ионы и электроны, образуемые ионизирующим излучением в рабочем объеме И. к., приходят к электродам (доля рекомбинировавших ионов ничтожно мала) и ток достигает величины $I_0 = e\,E/\varepsilon$, где e — заряд электрона, E — энергия, выделяемая излучением в рабочем объеме И. к. в 1 *сек*, и ε — энергия, расходуемая на образование одной пары ионов (ок. 35 *эв* в воздухе и 25 *эв* в аргоне). При дальнейшем увеличении напряжения V величина тока остается постоянной (ток насыщения) и определяется для данной И. к. только интенсивностью источника излучения. При $V > V_2$ величина тока возрастает за счет вторичных процессов ионизации атомов газа сталкивающимися с ними электронами.

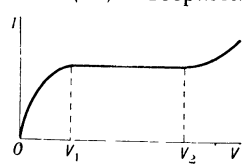


Рис. 2.

Величина тока I может быть непосредственно измерена; если токи малы, их предварительно усиливают усилителем постоянного тока. Когда интенсивность источника изменяется во времени, но скорость изменения интенсивности много меньше скорости дрейфа ионов, ток измеряется самопишущими приборами.

Если, однако, заряженные частицы попадают в И. к. сравнительно редко, так что средний временной интервал между ними заметно больше, чем τ, ток через И. к. течет не непрерывно, а в виде отдельных импульсов. Импульсы усиливаются и регистрируются с помощью осциллографа или электромагнитного счетчика импульсов. На рис. 3 приведена схема включения И. к. Импульс тока благодаря наличию емкости C (емкость И. к. + + емкость всех присоединяемых проводников) и сопротивления R создает импульс напряжения ΔV. Сопротивление утечки R служит для того, чтобы емкость C, заряжаемая импульсом тока до нек-рой разности потенциалов ΔV ($\Delta V \ll V$), после прекращения тока могла разрядиться.

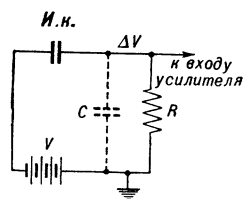


Рис. 3.

При работе в области насыщения амплитуда импульса ΔV определяется в основном величиной энергии ΔE, израсходованной частицей на ионизацию в газе И. к., и величиной емкости C. Если величина сопротивления утечки R велика и постоянная времени RC много больше τ ионов, амплитуда импульса ΔV практически равна $e\frac{\Delta E/\varepsilon}{C}$. Если величина RC сравнима с τ, то $\Delta V < e\frac{\Delta E/\varepsilon}{C}$. При очень малых величинах RC по сравнению с τ ионов в образовании импульса ΔV участвует только электронная составляющая ионизационного заряда, т. к. скорость дрейфа электронов во много раз больше скорости дрейфа ионов.

Важной характеристикой импульсной И. к. является ее разрешаемое время, т. е. минимальный временной интервал, к-рый должен разделять следующие друг за другом частицы для того, чтобы эффект от каждой был зарегистрирован отдельно. Чем меньше продолжительность импульса, тем меньше разрешаемое время и больше разрешающая способность импульсной И. к. Увеличение разрешающей

способности И. к. осуществляется путем регистрации только электронной составляющей импульса. В этом случае И. к. должна быть наполнена чистым газом, молекулы или атомы которого не захватывают свободные электроны (например, аргоном), а величина сопротивления утечки R должна быть выбрана так, чтобы постоянная времени RC была много меньше времени τ для положительных ионов и сравнима по величине с τ для электронов. В И. к. с чистым аргоном τ для электронов может быть порядка *мксек*. При добавлении к аргону небольшого количества (5—10%) CO_2 или N_2 скорость дрейфа электронов возрастает в 3—5 раз, чем обычно и пользуются для дальнейшего увеличения разрешающей способности импульсной И. к.

При регистрации γ-лучей ионизация в И. к. создается быстрыми электронами, образующимися при поглощении или рассеянии γ-квантов в газе и в стенках ионизационной камеры. При детектировании быстрых нейтронов используется ионизирующее действие ядер отдачи, возникающих при упругом рассеянии нейтронов в газе И. к. В этом случае И. к. наполняется водородсодержащими газами или гелием. Медленные и тепловые нейтроны регистрируются И. к., наполненными газом BF_3, по ионизационному действию продуктов реакции (n, α) на ядрах $_5B^{10}$.

Импульсная И. к. позволяет по амплитуде электрич. импульса определить величину энергии, теряемой частицей в ее рабочем объеме, а по числу импульсов — число частиц, попавших в И. к. Токовая И. к. измеряет величину энергии излучения, поглощенной в рабочем объеме И. к.

Лит.: 1) Векслер В., Грошев Л. и Исаев Б., Ионизационные методы исследования излучений, 2 изд., М., 1950; 2) Росси Б. и Штауб Г., Ионизационные камеры и счетчики, пер. с англ., М., 1951.

В. И. Калашникова.

ИОНИЗАЦИОННЫЙ КАЛОРИМЕТР — прибор, служащий для измерения энергии отдельной частицы в энергетич. области $\sim 10^{11}$ *эв* и выше. Принцип действия И. к. основан на том, что за счет взаимодействия с веществом первичная частица быстро растрачивает свою энергию на генерацию вторичных частиц. При этом энергия первичной частицы E_0 в конечном итоге переходит в тепло. Если первичной является ядерноактивная частица, то образующиеся при распаде вторичных частиц нейтрино и другие слабовзаимодействующие частицы могут выйти за пределы поглотителя и унести нек-рую часть энергии. Однако в плотных средах и при достаточно высокой энергии частиц эти потери будут незначительными.

Если слой тормозящего вещества достаточно велик, чтобы в нем поглотилось все вторичное излучение, порожденное взаимодействием с веществом первичной частицы, то количество выделяющегося тепла $Q = E_0$. Определение E_0 по измерению Q для частиц высокой энергии (калориметрич. определение E_0) по ряду технич. причин невозможно. Однако Q пропорционально полной ионизации I, созданной в веществе первичной частицей и всеми ее «потомками» (т. е. числу пар ионов): $E_0 = Q = \varepsilon I$, где ε — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов в веществе, в к-ром происходит торможение. Поэтому прибор, измеряющий E_0 частиц большой энергии по полной ионизации (при условии поглощения всего вторичного излучения), по аналогии с калориметром был назван И. к.

Для полного поглощения первичной частицы высокой энергии и порожденного ею вторичного излучения слой вещества должен иметь значит. толщину, в ряде случаев $\sim 10^3$ *г/см*^{2}. Для определения полной ионизации в И. к. все тормозящее вещество И. к. разбивается на слои толщиной x_1, x_2,..., x_i, между к-рыми помещаются детекторы ионизации. По значениям ионизации $I(x_i)$, измеренной под каждым слоем x_i в момент падения на И. к. частицы, энергию к-рой хотят определить, интерполяцией определяется распределение ионизации по всему слою вещества — $I = \int_0^{x_0} I(x)dx$. Полная толщина слоя тормозящего вещества x_0 выбирается из условия, чтобы при $x > x_0$ $I(x) \approx 0$; тогда

$$E_0 = \varepsilon \int_0^{x_0} I(x)dx.$$

Детекторы ионизации должны удовлетворять ряду требований: 1) они должны быть достаточно быстродействующими, чтобы измерить мгновенное распределение ионизации по слою поглотителя в момент падения на него частицы, энергию к-рой измеряют; 2) они не должны нарушать энергетического и углового распределения частиц вторичного излучения в поглотителе (в связи с этим возникают специфич. требования в отношении толщин ионизационных детекторов и материалов, из к-рых они изготовляются); 3) в ряде случаев необходимо знать координаты и направление движения первичной частицы. В этом случае детекторы ионизации должны давать распределение плотности ионизации в каждом слое как ф-цию координат точек слоя.

При соответствующем конструктивном оформлении вышеприведенным требованиям 1)—3) можно удовлетворить, применив импульсные ионизационные камеры (пропорциональные счетчики) и люминесцентные счетчики.

Выбор тормозящего вещества в И. к. и толщина слоев x_i определяются физич. процессами взаимодействия первичной частицы и вторичного излучения с веществом и конструктивными особенностями И. к.

Если первичными частицами являются электроны или γ-кванты высокой энергии, то материал поглотителя должен обладать большим Z. В этом случае в веществе поглотителя будут интенсивно развиваться электронно-фотонные каскады, что приведет к быстрому поглощению энергии первичной частицы. Для повышения точности определения E_0 целесообразно слои x_i брать как можно более тонкими (при этом, естественно, возрастает число ионизационных детекторов).

Если первичными частицами являются нуклоны, π-мезоны или др. ядерно-активные частицы, то основным процессом, приводящим к поглощению энергии первичной частицы и ее «потомков», будут взаимодействия с образованием вторичных ядерно-активных частиц, преимущественно π-мезонов. В этих взаимодействиях часть энергии будет необратимо переходить к электронно-фотонной компоненте (через γ-кванты от распада π^0-мезонов), а часть энергии — к нуклонам и более тяжелым образованиям, являющимся продуктами расщепления ядер. При достаточно высокой энергии E_0 первичной частицы бо́льшая ее часть в И. к. выделится в конечном счете в виде электромагнитного излучения, быстро поглощающегося в веществе с большим Z. Поэтому в качестве поглотителя И. к. в этом случае целесообразно применять вещества с небольшим средним пробегом для ядерного взаимодействия (чтобы обеспечить переход энергии первичной частицы к электромагнитному излучению в относительно не толстых слоях поглотителя x_0), но обладающих достаточно большими Z (чтобы обеспечить быстрое поглощение электромагнитного излучения). Этим требованиям удовлетворяют Fe, Cu, латунь.

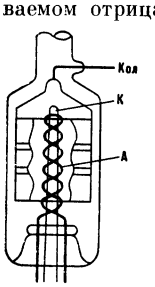
Первый И. к. построен в 1957 г. [1], и в наст. время этот прибор широко применяется для исследо-

вания элементарных процессов взаимодействия с веществом космич. частиц высокой энергии (в области 10^{11}—10^{13} *эв*). В этом случае И. к. сочетается с приборами для наблюдения элементарных частиц — камерой Вильсона, фотоэмульсионной камерой, счетчиковым годоскопом [2]. В одной из подобных установок, работающей на высокогорной станции космич. лучей на горе Арагац (Армянская ССР), детекторами ионизации являются цилиндрические ионизационные камеры, расположенные под слоями железа, толщиной по 10 *см* каждый. Импульсные усилители, соединенные с каждой камерой, и спец. система регистрации ионизационных импульсов позволяют измерять ионизацию, возникающую в каждой камере в момент падения на И. к. частицы высокой энергии. Большое число камер (ок. 200 штук) и расположение их во взаимно перпендикулярных направлениях позволяют определять направление движения первичной частицы.

Камера Вильсона или фотоэмульсии, расположенные над И. к., служат для наблюдения результата взаимодействия первичной частицы с атомными ядрами мишени, помещенной над камерой. Все продукты взаимодействия, обладающие суммарной энергией, равной E_0, выделяют всю свою энергию в И. к. Такое соединение камеры Вильсона с И. к. позволяет проводить детальные исследования элементарных процессов взаимодействия, используя частицы космич. лучей [3].

Лит.: 1) Григоров Н. Л. [и др.], «ЖЭТФ», 1958, т. 34, № 2, с. 506; 2) Труды Международной конференции по космическим лучам, июль 1959 г., т. 1, с. 122; 3) там же, с. 140. *Н. Л. Григоров.*

ИОНИЗАЦИОННЫЙ МАНОМЕТР — прибор для измерения давлений разреженных газов, принцип действия которого основан на ионизации молекул газа электронами (см. *Ионизация газа электронным ударом*). Количество пар ионов, образуемых в объеме манометра потоком электронов в единицу времени, пропорционально плотности газа. Обычно И. м. имеет 3 электрода: накаленный катод, эмитирующий электроны, анод (электрическое поле между анодом и катодом ускоряет электроны и сообщает им энергию, необходимую для ионизации) и коллектор, на к-ром собираются образующиеся в И. м. положит. ионы газа. Ионный ток в цепи коллектора линейно зависит от давления и служит мерой давления газа. Чувствительность И. м. характеризуется tg угла наклона его линейной градуировочной характеристики: $K = i_и/i_e p$, где $i_и$ и i_e — ионный и электронный токи, p — давление газа. Для увеличения чувствительности И. м. в его конструкции предусматриваются условия для многократного пролета электронов через рабочее пространство. С этой целью ближайший к катоду электрод выполняется в виде сетки и имеет положит. потенциал, т. е. служит анодом. Часть ускоренных электронов проходит сквозь отверстия анода и далее движется в тормозящем поле, создаваемом отрицательным относительно анода и катода потенциалом коллектора. Потеряв энергию, электроны поворачивают обратно, и часть их вновь проходит сквозь анод, чтобы затормозиться вблизи катода. Чувствительность И. м. сильно зависит от проницаемости анода для электронов; если обозначить через 0 отношение количества электронов, прошедших сквозь анод, к количеству электронов, подлетающих к нему, то чувствительность И. м. пропорциональна величине $0/(1-0^2)$. И. м. типа ЛМ-2 (см. рис.) имеет стеклянный баллон, вольфрамовый катод К, сетчатый прогреваемый анод А и наружный цилиндрич. коллектор. Анодное напряжение 200 *в*, напряжение на коллекторе относительно катода —25 *в*. В этом режиме чувствительность $K = 20\ mop^{-1}$ или, при номинальном электронном токе в 5 *ма*, $K_1 = Ki_e = 0{,}1\ a/mop$. Диапазон измерений от $1 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-8}$ *mop*.



Со стороны высоких давлений диапазон измерений И. м. ограничен укорочением длины свободного пробега электронов и повышением роли объемной рекомбинации ионов при повышении давления, сокращением срока службы накаленного катода, а также возможностью возникновения газового разряда в случае $p \geqslant 1/K$ (при ионизации газа вторичными электронами). Уменьшение длины пути электронов в И. м., сокращение величины рабочего пространства (приводящие к уменьшению K), а также применение катода из торированного иридия, стойкого к воздействию кислорода даже при атмосферном давлении, позволяют поднять верхний предел измерений до давления в 1 *mop*. Со стороны низких давлений диапазон измерений И. м. ограничен током фотоэмиссии электронов с коллектора под действием мягкого рентгеновского излучения, возникающего при торможении первичных электронов в материале анода. Изменением конструкции И. м. можно сделать нижний предел измерений равным 10^{-10}—10^{-11} *mop* и применять его для *сверхвысокого вакуума измерения*.

Одной из распространенных причин нарушения нормальной работы И. м. с наружным коллектором является возникновение в нем при низких давлениях (когда уменьшается ионная компенсация отрицательного пространственного заряда) *колебаний Баркгаузена — Курца*. При этом на постоянный отрицат. потенциал коллектора накладывается переменная высокочастотная составляющая. Если амплитуда колебаний достаточно велика, коллектор в нек-рые моменты времени становится положительным по отношению к катоду и в его цепи появляется электронный ток. В манометре ЛМ-2 обычно удается сорвать колебания подключением непосредственно к выводу коллектора воздушного дросселя диаметром 8—10 *мм* из 12—15 витков проволоки. Радикальным способом устранения влияния колебаний на работу И. м. является снижение потенциала коллектора до величины 80—120 *в*.

Для измерений с И. м. необходима стабилизация его электрич. режима (в частности, стабилизация электронного тока) и измерение ионного тока. Последнее осуществляется *усилителями постоянного тока*. Иногда стабилизация электронного тока осуществляется введением в И. м. управляющей сетки (тетродные И. м.). Измерит. установки И. м. (напр., ВИ-3, ВИТ-1) включают в себя устройство питания И. м. со стабилизатором электронного тока и усилителем ионного тока.

Показания И. м. зависят от рода газа; значения $K/K_в$ для разных газов ($K_в$ — чувствительность по воздуху) приблизительно одинаковы для И. м. разных конструкций (см. табл.).

Газ	Ar	He	Ne	H_2	Co	No	Xe	O_2	Hg	Kr
$K/K_в$	1.31	0,18	0,25	0.47	0,89	0,98	2,71	1,23	2,52	1.98

Лит.: 1) Дешман С., Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1950; 2) Грошковский Я., Технология высокого вакуума, пер. с польск., М., 1957; 3) Хавкин Л. П., «ЖТФ», 1956, т. 26, вып. 10; 4) Пенчко Е. А., Хавкин Л. П., «ПТЭ», 1959, № 1; 5) Пенчко Е. А., там же, 1961, № 1. *Л. П. Хавкин.*

ИОНИЗАЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ (или потенциал ионизации) — энергия ионизации, деленная на заряд электрона. В общем случае энергией

ионизации наз. разность энергий атомной системы в двух состояниях, отличающихся друг от друга числом электронов в электронной оболочке. И. п. выражается в *в*. Под И. п. в более узком смысле слова понимается п е р в ы й потенциал ионизации нейтрального атома или молекулы, т. е. взятая с обратным знаком и деленная на заряд электрона разность энергии этого атома или молекулы в основном состоянии и энергии соответствующего однозарядного положительного иона также в основном состоянии. И. п. однозарядного положительного иона часто наз. в т о р ы м И. п. соответствующего атома, двухзарядного иона — т р е т ь и м И. п. и т. д. И. п. многих атомов и атомных положительных ионов определены с большой точностью путем экстраполяции величины атомных термов к границам спектральных серий. И. п. могут быть также получены (с точностью $\sim 1\%$) прямым измерением энергии электронов, при к-рой начинается *ионизация газа электронным ударом*. Первые потенциалы ионизации атомов Ce, Pr, Nd, Tb, Er, Th, U определены методом *поверхностной ионизации*.

В таблице 1 приведены известные в наст. время значения 1-го, 2-го и 3-го И. п. атомов химич. элементов.

В табл. 2 приведены значения И. п. нек-рых двухатомных и трехатомных молекул.

Табл. 2. — И о н и з а ц и о н н ы е п о т е н ц и а л ы м о л е к у л.

Молекула	Ионизационный потенциал (*в*)	Молекула	Ионизационный потенциал (*в*)
H_2	15,42	No	9,25
N_2	15,58	Co	14,01
O_2	12,2	H_2O	12,6
Cl_2	11,3	CO_2	13,8
Br_2	10,9	SO_2	12,0
I_2	9,4	NO_2	12,3
HCl	12,6	NH_3	10,5

Лит.: 1) А л л е н К. У., Астрофизические величины, пер. с англ, М., 1960, § 16; 2) M o o r e C h. E., Atomic energy levels as derived from the analyses of optical spectra, v. 3, Wash., 1958, p. 34—35. *В. М. Дукельский.*

ИОНИЗАЦИЯ г а з а — отщепление электронов от атомов или молекул, приводящее к образованию положительных ионов и свободных электронов в газе. Известны следующие процессы И. газов: 1) *ионизация газа электронным ударом*, 2) *ионизация газа*

Табл. 1. — И о н и з а ц и о н н ы е п о т е н ц и а л ы а т о м о в.

Z	Атом	Ионизационный потенциал (*в*) I	II	III	Z	Атом	Ионизационный потенциал (*в*) I	II	III	Z	Атом	Ионизационный потенциал (*в*) I	II	III
1	H	13,595			28	Ni	7,633	18,15	35,16	55	Cs	3,893	25,1	
2	He	24,581	54,403		29	Cu	7,724	20,29	36,83	56	Ba	5,210	10,001	
3	Li	5,390	75,619	122,419	30	Zn	9,391	17,96	39,70	57	La	5,61	11,43	19,17
4	Be	9,320	18,206	153,850	31	Ga	6,00	20,51	30,70	58	Ce	5,60		
5	B	8,296	25,149	37,920	32	Ge	7,88	15,93	34,21	59	Pr	5,48		
6	C	11,256	24,376	47,871	33	As	9,81	18,63	28,34	60	Nd	5,51		
7	N	14,53	29,593	47,426	34	Se	9,75	21,5	32	65	Tb	5,98		
8	O	13,614	35,108	54,886	35	Br	11,84	21,6	35,9	68	Er	6,08		
9	F	17,418	34,98	62,646	36	Kr	13,996	24,56	36,9	72	Hf	7	14,9	
10	Ne	21,559	41,07	63,5	37	Rb	4,176	27,5	40	73	Ta	7,7	16,2	
11	Na	5,138	47,29	71,65	38	Sr	5,692	11,027		74	W	7,98	17,7	
12	Mg	7,644	15,031	80,12	39	Y	6,38	12,23	20,5	75	Re	7,87	16,6	
13	Al	5,984	18,823	28,44	40	Zr	6,84	13,13	22,98	76	Os	8,7	17	
14	Si	8,149	16,34	33,46	41	Nb	6,88	14,32	25,04	77	Ir	9		
15	P	10,484	19,72	30,156	42	Mo	7,10	16,15	27,13	78	Pt	9,0	18,56	
16	S	10,357	23,4	35,0	43	Tc	7,45	15,26		79	Au	9,22	20,05	
17	Cl	13,01	23,80	39,90	44	Ru	7,364	16,76	28,46	80	Hg	10,43	18,751	34,2
18	Ar	15,755	27,62	40,90	45	Rh	7,46	18,07	31,05	81	Tl	6,106	20,42	29,8
19	K	4,339	31,81	46	46	Pd	8,33	19,42	32,92	82	Pb	7,415	15,028	31,93
20	Ca	6,111	11,868	51,21	47	Ag	7,574	21,48	34,82	83	Bi	7,287	16,68	25,56
21	Sc	6,54	12,80	24,75	48	Cd	8,991	16,904	37,47	84	Po	8,43		
22	Ti	6,82	13,57	27,47	49	In	5,785	18,86	28,03	86	Rn	10,746		
23	V	6,74	14,65	29,31	50	Sn	7,342	14,628	30,49	88	Ra	5,277	10,144	
24	Cr	6,764	16,49	30,95	51	Sb	8,639	16,5	25,3	89	Ac	6,9	12,1	20
25	Mn	7,432	15,636	33,69	52	Te	9,01	18,6	31	90	Th	6,95		
26	Fe	7,87	16,18	30,643	53	I	10,454	19,09		92	U	6,08		
27	Co	7,86	17,05	33,49	54	Xe	12,127	21,2	32,1					

Первый И. п. атомов периодически изменяется с атомным числом Z. В пределах отдельных периодов системы Менделеева наименьшими величинами первого И. п. обладают атомы щелочных металлов, наибольшими — атомы инертных газов. Внутри групп периодич. системы первый И. п., как правило, уменьшается с увеличением Z.

В случае молекул определение И. п. осложняется возможностью образования положительных (молекулярных) ионов в различных колебательных состояниях. Обычно под И. п. молекулы понимается величина, относящаяся к разности энергий нулевых колебательных состояний молекулы и ее положительного иона. В отличие от этой величины, в е р т и к а л ь н ы м п о т е н ц и а л о м и о н и з а ц и и наз. разность энергий (деленная на заряд электрона) молекулярного иона и нейтральной молекулы при междуядерных расстояниях, соответствующих основному колебательному состоянию нейтральной молекулы. Вертикальным И. п. определяется минимальная энергия электронов, необходимая для образования молекулярных ионов электронным ударом.

ударом ионов и атомов, 3) И. светом (*фотоионизация*), 4) И. при соударениях второго рода (см. *Удары второго рода*), 5) И. при десорбции атомов с поверхности накаленного твердого тела (см. *Поверхностная ионизация*) и нек-рые др.

При И. одноатомных газов (инертные газы, пары ртути, пары щелочных металлов, при давлении $\leqslant 10^{-4}$ *мм рт. ст.*) образуются атомные положительные ионы. Кроме однократной И., возможна многократная И. атомов с образованием многозарядных ионов.

Отщепление электрона от двухатомных молекул или приводит к образованию молекулярного положительного иона, соответствующего данной молекуле, или сопровождается диссоциацией молекулы и образованием осколочных ионов (атомных или более простых молекулярных). Напр., при И. молекулярного водорода образуются не только ионы H_2^+, но и осколочные ионы H^+. Ионизация с диссоциацией доминирует в случае многоатомных молекул. При И. молекул CO, NO и др. наблюдалось образование двухзарядных ионов CO^{++}, NO^{++}.

Ионы, возникшие в первичном процессе И., могут соединяться с нейтральными атомами или молекулами газа и давать начало более сложным комплексным ионам; в водороде при давлении $\sim 0{,}1$ *мм рт. ст.* реакция $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ приводит к обильному образованию ионов H_3^+.

Лит.: 1) Грановский В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М.—Л., 1952; 2) Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959. *В. М. Дукельский.*

ИОНИЗАЦИЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ состоит в том, что под действием внешних или внутренних факторов электрон из валентной зоны или из примесного центра переходит в зону проводимости (см. *Зонная теория*). В твердых телах ионизация может вызываться непосредственным действием электрич. поля (см. *Туннельный эффект* в твердых телах); действием света (см. *Фотоионизация*) или других видов облучения (электроны, протоны и т. д.); тепловыми колебаниями и электронным ударом. Термическая ионизация имеет место (если ширина запрещенной зоны не очень велика) за счет внутренней тепловой энергии кристалла. Процесс ударной ионизации в твердых телах протекает след. образом. При наложении достаточно сильного внешнего электрич. поля участвующие в электропроводности электроны в зоне проводимости приобретают кинетич. энергию (кинетич. энергия электронов отсчитывается вверх от нижнего края зоны проводимости), бóльшую, чем ширина запрещенной зоны и, следовательно, достаточную для того, чтобы выбить электрон из валентной зоны, где он не участвует в электропроводности, и перевести его в зону проводимости. Вследствие этого процесса в зоне проводимости вместо одного быстрого электрона образуется два медленных, к-рые после ускорения их электрич. полем снова могут производить ионизацию, а в валентной зоне образуется «дырка». Аналогично дырки в валентной зоне под действием электрич. поля могут приобрести кинетич. энергию (кинетич. энергия дырок отсчитывается вниз от верхнего края валентной зоны), бóльшую, чем ширина запрещенной зоны и, следовательно, достаточную для того, чтобы выбить дырку из зоны проводимости и перевести ее в валентную зону. В результате в валентной зоне вместо одной быстрой дырки образуются две медленные, а в зоне проводимости появляется электрон. И в этом случае следствием ударной ионизации является перевод электрона из валентной зоны в зону проводимости. Ударная ионизация примесных центров в твердых телах имеет место тогда, когда энергия электрона в зоне проводимости превышает энергию ионизации примеси (энергетич. зазор между нижним краем зоны проводимости и энергетич. уровнем, соответствующим примесному центру). Зная зависимость вероятности ударной ионизации от энергии электрона [1] (в дальнейшем для определенности речь идет лишь об электронах) и функцию распределения электронов в сильном электрич. поле [1, 2], можно определить зависимость средней вероятности ударной ионизации от напряженности электрич. поля [1, 2]. Средняя вероятность ударной ионизации, являющаяся важнейшей характеристикой процесса ударной ионизации, резко возрастает с ростом напряженности электрич. поля. При нек-ром критич. значении напряженности поля, при к-ром отношение средней вероятности ударной ионизации к средней вероятности рекомбинации (вследствие к-рой электроны уходят из зоны проводимости) стремится к единице, ударная ионизация приводит к резкому увеличению плотности тока, т. е. к электрич. пробою твердого тела [1, 2]. Экспериментально процесс ударной ионизации в твердых телах детально исследован, напр., в работах [3—6].

Лит.: 1) Келдыш Л. В., «ЖЭТФ», 1959, т. 37, вып. 3, с. 713; 2) Чуенков В. А., в кн.: Физика твердого тела, сб. статей [№] 2, М.—Л., 1959, с. 200—14; его же, «Физика твердого тела», 1960, т. 2, вып. 5, с. 799; 3) Вул Б. М., «ЖТФ», 1956, т. 26, вып. 11, с. 2403; 4) Шотов А. П., там же, 1956, т. 26, вып. 8, с. 1634; 1958, т. 28, вып. 3, с. 437; 5) Вул Б. М. и Шотов А. П., в кн.: Физика твердого тела. Сб. статей [№] 1, М.—Л., 1959, с. 150; 6) Абаулина-Заварицкая Э. И., «ЖЭТФ», 1959, т. 36, вып. 5, с. 1342; 7) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 17, B., 1956, S. 155. *В. А. Чуенков.*

ИОНИЗАЦИЯ ГАЗА УДАРОМ ИОНОВ И АТОМОВ — освобождение электронов из атомов или молекул газа при прохождении через газ атомных частиц—ионов или быстрых атомов. Для удаления электрона с энергией связи W из атома (молекулы) с массой m_2 быстрая атомная частица с массой m_1 должна обладать кинетич. энергией $T \geqslant (m_1 + m_2)\, W/m_2$. Пороги энергии для ионизации, определяемые этим соотношением, при чувствительности современной аппаратуры не достигаются. Ионизацию газов ударом ионов и атомов удается обнаружить и исследовать при энергии атомных частиц 100—1000 *эв* и выше.

В отличие от *ионизации газа электронным ударом*, при столкновении атомных частиц электроны могут освобождаться не только из атомов или молекул газа, но и из бомбардирующих частиц («обдирка» быстрых ионов и атомов при прохождении через газ).

Для наблюдения ионизации газа положительными ионами монокинетич. пучок ионов пропускается между пластинами конденсатора, помещенного в камеру, наполненную исследуемым газом при давлении 10^{-4}—10^{-3} *мм рт. ст.* Измерение тока от электронов, образовавшихся в газе, при известной силе тока в пучке ионов, позволяет определить полное эффективное сечение ионизации Q_-, представляющее собой сумму сечения ионизации газа и сечения обдирки быстрых ионов. Аналогично производятся измерения сечения ионизации с пучком быстрых атомов, создаваемых обычно методом *перезарядки ионов* в газе. Состав положительных ионов, образовавшихся в газе, можно установить, вытягивая эти ионы электрич. полем и анализируя их посредством масс-спектрометра.

Сечение Q_- зависит от свойств сталкивающихся атомных частиц и их относительной скорости. Для заданной пары ион — атом зависимость сечения Q_- от скорости изображается кривой с максимумом. В случае ионизации атомного водорода протонами максимум лежит при 30 *кэв* (сечение $2 \cdot 10^{16}$ *см*^{2}), молекулярного водорода — при 60 *кэв* (сечение $2{,}3 \cdot 10^{16}$ *см*^{2}) (рис. 1). Для многих пар ион — атом известна только восходящая часть кривой.

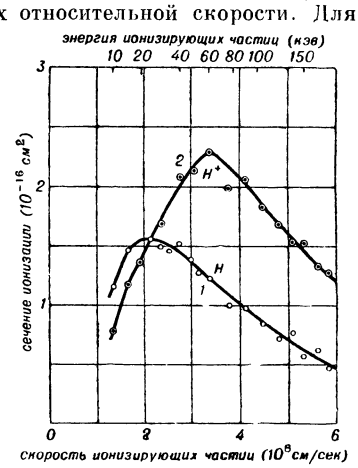


Рис. 1. Ионизация молекулярного водорода атомами водорода (кривая *1*) и протонами (кривая *2*).

Анализ положительных ионов, образующихся в газе при ионизации быстрыми ионами, показал, что в случае инертных газов, кроме однозарядных ионов, возникают ионы с несколькими зарядами, а в случае двухатомных газов (H_2, N_2), кроме молекулярных ионов, возникают также атомные ионы. На рис. 2 приведены данные о сечениях образования ионов с зарядами от 1 до 3 при ионизации аргона ионами He^+, а также сечения ионизации этого газа электронами. Сече-

ния ионизации ионами He^+ превосходят соответствующие сечения ионизации электронами, причем максимумы лежат в области меньших скоростей (но больших энергий). Это различие особенно заметно для сечений образования ионов Ar^{+} и Ar^{++}.

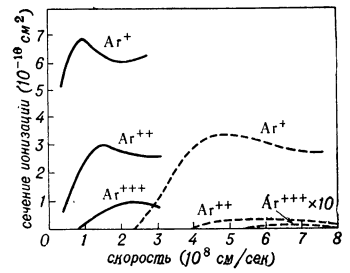


Рис. 2. Ионизация аргона ионами He^+. Пунктирные кривые — ионизация аргона электронным ударом. На оси абсцисс отложена скорость ионизирующих частиц.

При ионизации быстрыми ионами в газе образуются гл. обр. медленные ионы с энергией < 1 *эв*. Часть образовавшихся ионов обладает кинетич. энергией в несколько сотен *эв* и слагающей скорости в направлении пучка первичных быстрых ионов. Электроны, освобождаемые при ионизации газа быстрыми ионами, могут обладать энергией ~ 10 *эв*.

При ионизации газов быстрыми атомами зависимость сечения ионизации от скорости быстрых атомов также изображается кривыми с максимумом. На рис. 1 приведены кривые для ионизации молекулярного водорода атомами H и протонами H^+. В этом случае (а также в других случаях) максимум кривой, относящейся к нейтральному атому, смещен к меньшим скоростям по отношению к максимуму кривой для соответствующего иона. В максимуме сечение ионизации атомами меньше, а в области до максимума — больше сечения ионизации ионами.

Для теоретич. трактовки ионизации газов быстрыми ионами применялись полуклассич. представления об освобождении электронов из системы двух атомных частиц, сблизившихся до частичного перекрытия электронных оболочек. В области применимости приближения Борна были вычислены сечения ионизации для простейших пар ион—атом (H^+—H, H^+ — He).

Лит.: 1) Грановский В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М.—Л., 1952, § 29, 30; 2) Мессиг. и Бархоп Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958, гл. 8, § 5, 6, 7; 3) Федоренко Н. В., Ионизация при столкновениях ионов с атомами, «УФН», 1959, т. 68, вып. 3, с. 481.

В. М. Дукельский.

ИОНИЗАЦИЯ ГАЗА ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ — удаление электронов из атомов или молекул газа при взаимодействии со свободными электронами.

Наиболее простым является случай, когда из атома, находящегося в основном состоянии, удаляется один внешний электрон, причем образуется положительный ион также в основном состоянии. Возможно удаление из атома двух или большего числа электронов, а также образование положительных ионов в возбужденных состояниях.

Каждому из указанных процессов И. г. э. у. следует приписать отдельное *эффективное сечение* $Q_{u,i}$. Полное сечение Q_u, являющееся суммой этих сечений, может служить нек-рой суммарной характеристикой процесса ионизации электронным ударом. Для экспериментального определения сечения Q_u измеряется ток от положительных ионов, создаваемых пучком электронов с заданной энергией на определенной длине пути в газе. Давление газа должно быть выбрано настолько малым, чтобы электроны на этом пути могли испытать только одно столкновение с атомом газа, приводящее к ионизации.

Масс-спектрометрич. методы позволяют произвести анализ образующихся ионов по величине заряда и разбить сечение Q_u на слагаемые $Q_{u,i}$, соответствующие однократной, двукратной и т. д. ионизации (рис. 1).

Сечения $Q_{u,i}$ и полное сечение Q_u зависят от рода атомов и энергии электронов. График зависимости Q_u от энергии электронов наз. и о н и з а ц и о н н о й

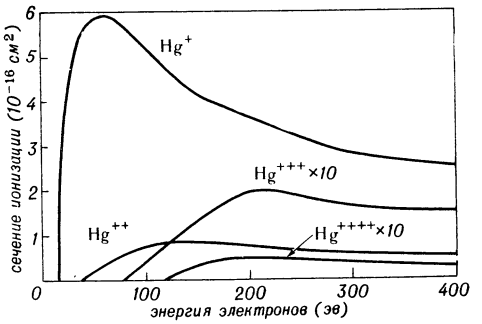


Рис. 1. Образование ионов с различным зарядом при ионизации атомов Hg электронным ударом.

к р и в о й. На рис. 2 представлена ионизационная кривая для атомов водорода (кривая *1*). В этом случае процессы многократной ионизации и возбуждения положительного иона исключены. Ионизационные

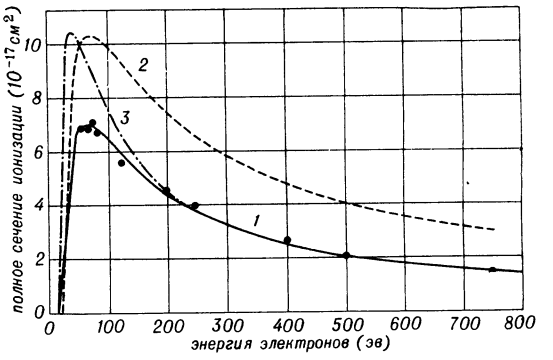


Рис. 2. Ионизация атомов и молекул водорода электронным ударом: *1* — атомы H; *2* — молекулы H_2 (экспериментальные кривые); *3* — атомы H (теоретическая кривая, приближение Борна).

кривые для атомов Na, K, Rb, Cs, Cu, Ag, Au, Hg, He, Ne, Ar, Kr, Xe имеют аналогичный вид. Все они начинаются от порога, лежащего при энергии электронов, соответствующей первому потенциалу ионизации атома, достигают максимума при энергии, в несколько раз превышающей пороговую, а затем падают при дальнейшем увеличении энергии электронов.

Положение максимума и величина сечения в максимуме $Q_{u(\text{макс})}$ зависит от рода атома. Напр., для Na максимум лежит при 14 *эв* ($Q_{u(\text{макс})} = 1 \cdot 10^{-16}$ *см*^{2}), для Ar — при 90 *эв* ($Q_{u(\text{макс})} = 4 \cdot 10^{-16}$ *см*^{2}), для Hg — при 50 *эв* ($Q_{u(\text{макс})} = 7 \cdot 10^{-16}$ *см*^{2}).

В области вблизи порога ионизации (несколько *эв*), где возможна лишь однократная ионизация без возбуждения образующихся положительных ионов, сечение Q_u возрастает с энергией электронов по линейному закону. Для атомов Zn, Cd, Hg и др. на начальной части ионизационной кривой наблюдаются небольшие максимумы, связанные, по-видимому, с процессом дополнительного возникновения ионов путем автоионизации нейтральных атомов, поднятых электронным ударом в состояния, лежащие выше основного состояния положительного иона. На рис. 3 приведена начальная часть ионизационной кривой для атома Zn, на к-рой виден дополнительный максимум.

В процессе И. г. э. у. электроны, вызвавшие ионизацию атомов, становятся неотличимыми от электронов, удаленных из атомов. И те и другие образуют одну общую группу электронов с энергиями, лежащими в пределах от энергии первичных электронов, уменьшенной на величину энергии ионизации атома, до энергии, меньшей 1 *эв*. Более быстрые электроны в этом распределении можно условно называть первичными, а более медленные — удаленными из атомов. Первые обладают значительной составляющей скорости в направлении скорости первичных электронов, а вторые отличаются широким угловым распределением с максимумом в направлении, перпендикулярном к пучку первичных электронов.

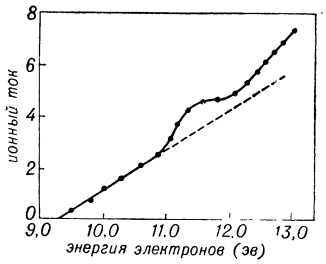


Рис. 3. Ионизация атомов Zn электронным ударом вблизи порога.

Для вычисления сечений ионизации электронным ударом до сих пор применялся только приближенный метод Борна (см. *Борновское приближение теории столкновений*). В случае атома водорода вычисление по этому методу дает ионизационную кривую, хорошо согласующуюся с экспериментальной кривой при энергиях электронов > 250 *эв* и идущую выше при меньших энергиях (рис. 2). Вычисления сечений ионизации электронным ударом в приближении Борна произведены также для атомов He, Ne, O, Hg.

При достаточно большой энергии электронов возможна ионизация внутренних слоев (K, L,...) электронной оболочки многоэлектронных атомов. Сечение для этого процесса можно определить по интенсивности рентгеновских спектральных линий, испускаемых мишенью из исследуемого вещества при бомбардировке пучком электронов. Ионизационные кривые в этом случае имеют такую же форму, как и для внешних электронов, но сечения много меньше. Напр., в случае ионизации атома Ag с удалением электрона из K-оболочки макс. величина сечения составляет $4{\cdot}10^{-23}$ *см*^{2} (при энергии электронов 75 *кэв*).

Экспериментальных данных о сечениях И. г. э. у. с одновременным возбуждением образующихся положительных ионов, равно как о сечениях для ионизации атомов в возбужденных состояниях, в настоящее время еще нет. Приближенный теоретич. расчет для атома H указывает на то, что максимальное сечение для ионизации из состояния $2P$ на порядок величины больше сечения ионизации из основного состояния.

При достаточной энергии электронов, наряду с однозарядными ионами, происходит образование ионов с двумя и бо́льшим числом зарядов. При малых плотностях электронного пучка ($< 10^{-4}$ *а/мм*^{2}) отщепление нескольких электронов происходит при взаимодействии атома с одним первичным электроном. Сечения для образования многозарядных ионов электронным ударом быстро убывают с увеличением числа зарядов. Для He сечение двукратной ионизации при энергии электронов 300 *эв* в 200 раз меньше сечения однократной. В случае тяжелых атомов относительная вероятность многократной ионизации значительно больше. На рис. 1 представлены для атома Hg ионизационные кривые для образования ионов с зарядом от 1 до 4. Для атомов Cs наблюдалось образование многозарядных ионов вплоть до 7-кратных.

Ионизация электронным ударом молекул отличается от ионизации атомов значительно бо́льшим разнообразием возможных процессов. Согласно принципу Франка — Кондона, при ионизации молекул электронным ударом расстояние между ядрами в молекуле не успевает измениться. Если молекулярная система, остающаяся после удаления электрона, оказывается устойчивой, образуется молекулярный ион; в противном случае система диссоциирует. При ионизации двухатомных молекул наиболее вероятным является образование молекулярных ионов (H_2^+, N_2^+, O_2^+ и др.) в основном электронном состоянии. Наряду с этим происходит ионизация с диссоциацией и образованием атомных ионов. Напр., для молекул H_2 имеют место процессы

$$H_2 + e \rightarrow H_2^+ + 2e, \quad (1)$$

$$H_2 + e \rightarrow H_2^+ \text{ (возбужденный)} + 2e \rightarrow H + H^+ + 2e, \quad (2)$$

а также процесс двукратной ионизации с диссоциацией

$$H_2 + e \rightarrow H_2^{+\,+} + 3e \rightarrow H^+ \rightarrow H^+ + 3e. \quad (3)$$

Ионизационная кривая для процесса (1) приведена на рис. 2 (кривая *2*). Тщательно изучена ионизация электронным ударом молекул N_2, O_2, CO, NO.

Число возможных процессов ионизации с диссоциацией возрастает с увеличением количества атомов в молекуле и в случае многоатомных молекул приводит к образованию большого числа разнообразных осколочных ионов. Особенно сильно эти процессы выражены при взаимодействии электронов с молекулами сложных органич. соединений.

И. г. э. у. находит разнообразные применения: в газоразрядных выпрямителях, стабилизаторах, источниках света; при масс-спектральном анализе газов; в ионных источниках для ускорителей; в плазменных установках и др.

Лит.: 1) Грановский В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М.—Л., 1952, § 27, 28; 2) Месси Г. и Бархоп Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958, гл. 2, § 3, гл. 4, § 5, 6; 3) Massey H. S. W., Excitation and ionization of atoms by electron impact, в кн.: Handbuch der Physik, Bd 36/2, B. — [u. a.], 1956; 4) Craggs J. D. and Massey H. S. W., The collisions of electrons with molecules, там же, Bd 37/1, B. — [u. a.], 1959.

В. М. Дукельский.

ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — см. *Излучения, действие на вещество.*

ИОНИТЫ — твердые не растворимые в воде и органич. растворителях природные или искусственные материалы, способные к *ионному обмену*. Практически в качестве И. применяются природные или искусственные алюмосиликаты (цеолиты, глауконит, волконскоит и др.), сульфированные природные угли и особенно синтетич. ионообменные смолы — полимеры сетчатой или трехмерной структуры. Химич. активность И. обусловлена наличием в их «скелете» ионогенных групп, связанных с пространственной

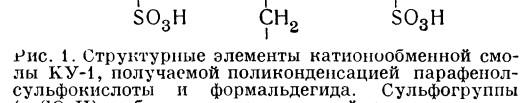


Рис. 1. Структурные элементы катионообменной смолы КУ-1, получаемой поликонденсацией парафенолсульфокислоты и формальдегида. Сульфогруппы ($-SO_3H$) сообщают смоле кислотный характер и способность к набуханию.

молекулярной сеткой и способных вступать в химич. реакции с др. веществами. И. можно рассматривать как *полиэлектролиты*, один из ионов к-рых вследствие большого ионного (молекулярного) веса обладает малой подвижностью и нерастворимостью, в отличие от остальных весьма подвижных ионов, способных к обмену. Сетка полиэлектролита, состоящая из гибких цепей макромолекул, способна растягиваться, с чем связана способность И. к набуханию, уменьшаю-

щаяся с увеличением степени т. н. поперечной «сшивки», т. е. с уменьшением расстояния между поперечными связями и отдельными цепями макромолекул. Набухаемость И. создает благоприятные условия для диффузии ионов из раствора внутрь зерен И. и вытеснения обмениваемых ионов. И., в к-рых подвижны положительно заряженные ионы, наз. катионитами (рис. 1 и 2); И., в к-рых подвижны отрицательные ионы, — анионитами (рис. 3 и 4). Типичные катиониты: сильнокислотные — сульфокатиониты КУ-1, КУ-2, СБС, СДВ-6, КУ-5, дауэкс-50, амберлит IR-120, слабокислотные — карбоксильные катиониты КБ-2, КБ-4, КФУ, КМГ, СГ и другие; типичные аниониты: сильноосновные — АВ-16, АВ-17, ПЭК, амберлиты IRA-400, IRA-410, слабоосновные — ЭДЭ-10П, ММГ-1, НО, АН-2Ф. Одно из наиболее важных свойств И. — обменная емкость, определяемая числом грамм-эквивалентов катионов (или анионов), поглощенных единицей веса И., находящегося в равновесии с раствором (см. табл.).

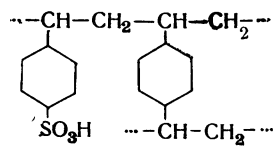


Рис. 2. Структурные элементы катионита КУ-2, получаемого сульфированием сополимера стирола с дивинилбензолом.

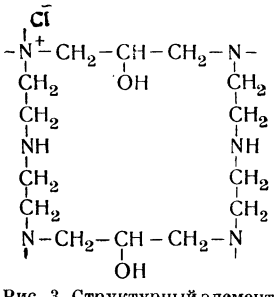


Рис. 3. Структурный элемент (звено) анионообменной смолы ЭДЭ-10П, получаемой при взаимодействии полиэтиленполиаминов с эпихлоргидрином. Содержащиеся в молекулярной сетке вторичные и третичные аминогруппы и четвертичные аммониевые группы сообщают смоле основной характер.

Статическая обменная емкость некоторых ионитов (*мг-экв/г*).

Иониты	0,1*н* раствор	
Сульфокатиониты	NaOH	$CaCl_2$
КУ-1	4,5—5,1	1,8—2,25
КУ-2	4,9—5,1	4,3—4,9
КУ-5	3,0	2,5
СБС-1	3,0	2,3
Аниониты	**HCl**	**NaCl**
АВ-16	9,8—10,5	1,8—2,0
АВ-17	4,3	3,5—4,0
ЭДЭ-10П	8,5—9,0	0,9—1,0
ММГ-1	3,8	—

Наряду с высокой обменной емкостью И. должны обладать механич. прочностью, химич. и термич. устойчивостью, нерастворимостью в воде и органич. растворителях. Для практики важное значение имеет форма зерен И.: сферич. зерна более компактно размещаются в адсорбционных колоннах, имеют минимальное гидродинамич. сопротивление и др. В отдельных случаях (электродиализ, катализ) И. придают форму пленок, мембран, стержней и т. п.

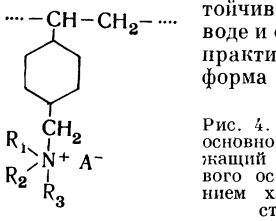


Рис. 4. Структурный элемент высокоосновного анионита типа АВ-17, содержащий группы четвертичного аммониевого основания; получается аминированием хлорметилированного сополимера стирола с дивинилбензолом.

И. применяются для очистки (деминерализации) воды, для получения химически чистых реактивов, извлечения и разделения редких, цветных и благородных металлов в гидрометаллургии, в медицине, в аналитич. химии, в химико-фармацевтич. промышленности и др. См. также *Хроматография*.

Лит.: 1) Салдадзе К. М., Пашков А. Б., Титов В. С., Ионообменные высокомолекулярные соединения, М., 1960; 2) Ионообменная технология, пер. с англ., М., 1959; 3) Даванков А. В., Волшебные зерна, [М.], 1960; 4) Салдадзе К. М., Ионообменные смолы, М., 1959. См. также лит. при ст. *Ионный обмен*. *А. Б. Даванков.*

ИОННАЯ АТМОСФЕРА — избыток ионов противоположного знака, возникающий статистически вокруг данного иона в растворе в результате действия электрич. поля этого иона. Понятие «И. а.» удобно при расчете межионных сил в растворе: дискретное поле отдельных ионов, окружающих центральный ион, заменяется эффективным непрерывным полем И. а. В точке, занимаемой центральным ионом, И. а. создает такой же потенциал, какой возник бы при помещении на расстоянии $\frac{1}{\varkappa} = \left(\frac{\varepsilon T}{\sum c_i Z_i^2} \cdot \frac{1000k}{4\pi e^2 N}\right)^{1/2}$ от этой точки заряда, равного по величине и противоположного по знаку заряду центрального иона (c_i и Z_i — концентрация в молях на 1 *л* и валентность *i*-того иона в растворе, ε — диэлектрическая проницаемость среды, k — постоянная Больцмана, T — темп-ра, N — число Авогадро, e — заряд электрона; все величины — в единицах СГСЕ). Величина $1/\varkappa$ наз. характеристич. длиной или эффективной толщиной И. а. и в разбавленных водных растворах составляет неск. десятков А. При движении центрального иона в растворе под действием электрич. поля И. а. непрерывно восстанавливается впереди него и исчезает позади, причем скорость этого процесса характеризуется скоростью релаксации И. а., составляющей в разбавленных растворах ок. 10^{-8}—10^{-9} *сек*.

Лит.: 1) Глесстон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, гл. 3; 2) Бродский А. И., Физическая химия, т. 2, 6 изд., М., 1948, гл. 18; 3) Измайлов Н. А., Электрохимия растворов, Харьков, 1959, гл. 3. *Ю. В. Плесков.*

ИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ — см. *Поляризация диэлектриков*.

ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ (ионная электропроводность) — электропроводность, при к-рой электрич. ток переносится ионами, перемещающимися в веществе под действием электрич. поля, — т. н. свободными ионами. В газах И. п. возникает при образовании свободных ионов за счет внешних источников ионизации. И. п. обладают полярные жидкости (вода, спирты, кислоты), растворы электролитов в полярных растворителях, расплавы нек-рых солей и гидридов, молекулы к-рых полностью или частично диссоциированы на ионы (см. *Электролитическая диссоциация*). В чистых молекулярных и валентных кристаллах И. п. отсутствует, однако она может возникнуть за счет примесей. И. п. льда (типичного представителя кристаллов с *водородной связью*) обусловлена присутствием в его решетке ионов H^+ и OH^- и составляет $1{,}4 \cdot 10^9$ *ом*$^{-1}$*см*$^{-1}$ при —10°С.

В ионных кристаллах И. п. возникает вследствие образования свободных ионов за счет местных микронарушений — дефектов кристаллич. решетки — в реальном кристалле, возникающих из-за флуктуаций при тепловых колебаниях (равновесные, или температурные, нарушения) или связанных с примесями (примесные нарушения) [1, 2] (см. *Дефекты в кристаллах*). Соответственно этому различают собственную И. п., наблюдающуюся при высоких темп-рах, и примесную И. п., наблюдающуюся при низких темп-рах (рис. 1).

Температурные нарушения кристаллич. решетки могут быть двух видов. В результате выброса из узлов кристаллич. решетки ионы переходят в междо-

узлия, а в узлах образуются вакансии, заряженные противоположно знаку ушедшего иона; пара вакансия — ион в междоузлии наз. дефектом по Френкелю. Вследствие различия размеров в междоузлия переходят обычно ионы только одного сорта — либо анионы, либо катионы. Ионы, расположенные на поверхности кристалла или на поверхности внутренних трещин, могут покинуть свои места в узлах кристаллич. решетки и образовать новые слои нормальной решетки. Образующиеся на поверхности вакансии диффундируют внутрь кристалла (внутренним источником вакансий могут также являться выступы *дислокации*). При этом, так как кристалл должен оставаться электрически нейтральным, всегда образуются пары противоположно заряженных вакансий — дефекты по Шотки.

В отсутствие электрич. поля дефекты находятся в хаотич. тепловом движении, в результате которого происходит самодиффузия ионов в кристалле, для осуществления к-рой необходима энергия активации. В электрич. поле высота потенц. барьера, разделяющего два положения равновесия, уменьшается (рисунок 2); поэтому, помимо самодиффузии, наблюдается преимущественное перемещение дефектов в направлении поля. Каждый сорт дефектов дрейфует со своей *подвижностью* $\varkappa = \varkappa_0 \exp(-U_0/kT)$, где U_0 — энергия активации самодиффузии при абс. нуле, k — постоянная Больцмана, T — темп-ра, $\varkappa_0 = e_и \nu a^2 C/kT$, ν — частота колебаний иона в положении равновесия, a — расстояние между соседними узлами кристаллич. решетки, $e_и$ — заряд иона, C — параметр, учитывающий зависимость U_0 от температуры: $\exp(-U/kT) = C\exp(-U_0/kT)$. Проводимость $\sigma = e_и n \varkappa = \sigma_0 \exp[-(1/2\, W_0 + U_0)/kT]$, где n — число дефектов в 1 $см^3$, W_0 — энергия активации образования дефекта при абс. нуле, $\sigma_0 = \gamma B N e_и \varkappa_0$, B — параметр, аналогичный параметру C, учитывающий зависимость W от темп-ры, $\gamma > 1$ — числовой множитель. Если проводимость обусловлена движением вакансий, то N — общее число пар ионов в кристалле, если же перемещением ионов в междоузлиях, то $N = \sqrt{N_a N_м}$, где N_a — общее число атомов в кристалле, $N_м$ — общее число возможных междоузлий.

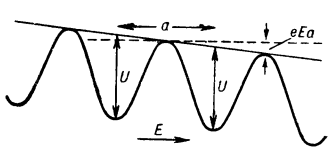


Рис. 2. Высота потенциальных барьеров U между положениями равновесия дефектов кристалла, помещенного в электрич. поле с напряженностью E; пунктиром обозначена величина U без поля.

Величина И. п. ионных кристаллов достигает вблизи точки плавления 10^{-3}—10^{-4} $ом^{-1}\,см^{-1}$ и резко убывает с уменьшением темп-ры (рис. 1). Характер проводимости определяется по весу продуктов электролитич. разложения, отложившихся на электродах при прохождении определенного количества электричества через кристалл (метод Тубондта) [2, 3]. Природу но-

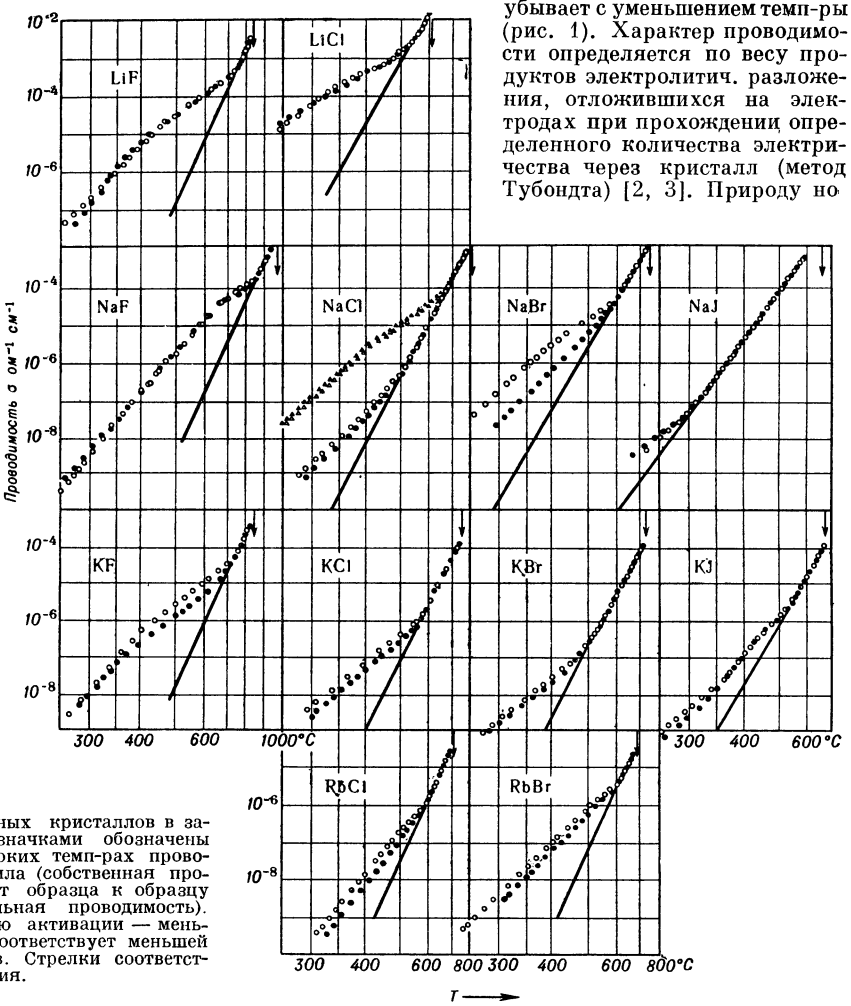


Рис. 1. Проводимость щелочно-галоидных кристаллов в зависимости от темп-ры. Различными значками обозначены данные для разных образцов. При высоких темп-рах проводимость определяется природой кристалла (собственная проводимость), при низких — меняется от образца к образцу (примесная или структурно-чувствительная проводимость). Наклон кривых характеризует энергию активации — меньший наклон при низких темп-рах соответствует меньшей энергии активации примесных дефектов. Стрелки соответствуют темп-ре плавления.

сителей тока можно также установить, пользуясь *Холла эффектом* [4]. Экспериментально установлено, что при высоких темп-рах И. п. NaCl, KCl, а также, по-видимому, большинства щелочно-галоидных соединений обусловлена как катионами, так и анионами, а в кристаллах галогенидов серебра только катионами. Вследствие сложности эксперимента трудно оценить, отличается ли подвижность ионов в междоузлиях от подвижности связанных с ними дырок. Расчет показывает, что в общем случае энергии активации, необходимые для перемещения положительных и отрицательных вакансий, меньше энергии активации перемещения ионов в междоузлиях и не должны значительно отличаться друг от друга [2]. Поэтому за И. п. щелочно-галоидных кристаллов ответственны дефекты по Шотки, а за И. п. галогенидов серебра — дефекты по Френкелю. В стеклах И. п. обусловлена подвижными ионами Na^+ и K^+ [3].

Лит.: 1) Мотт Н., Герни Р., Электронные процессы в ионных кристаллах, пер. с англ., М., 1950; 2) Lidiard A. B., Ionic conductivity, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 20, B., 1957; 3) Сканави Г. И., Физика диэлектриков. (Область слабых полей), М., 1949; 4) Read P. L., Katz E., «Phys. Rev. Letters», 1960, v. 5, № 10, p. 466—68.

А. Н. Губкин.

ИОННАЯ СВЯЗЬ (электровалентная связь, гетерополярная связь) — *химическая связь*, в основе к-рой лежит электростатич. взаимодействие между заряженными ионами. Кулоновский характер сил приводит к тому, что И. с. имеет неспецифический, ненаправленный характер и отличается от остальных видов химич. связи отсутствием насыщаемости. Характерная особенность молекул с И. с. — склонность к ассоциации, причем выделяющаяся энергия имеет тот же порядок величины, что и при образовании обычных химич. связей. Наиболее полно И. с. проявляется в галогенидах щелочных металлов типа NaCl, т. к. щелочные металлы имеют наименьший *ионизационный потенциал*, а галогены — наибольшее *сродство к электрону*. Образующиеся при этом ионы имитируют оболочку соответствующих инертных газов (Na^+ — неона, Cl^- — аргона). Поэтому между ионами возможно только электростатич. взаимодействие. Однако полное разделение зарядов в молекуле AB, т. е. образование идеальной И. с. A^+B^-, никогда не может осуществиться. Действительно, образование идеальной И. с. отвечало бы такому предельному случаю полярной связи AB $\psi_{AB} = a\psi_A + b\psi_B$ (см. *Ковалентная связь*), когда $a = 0$ и $b = 1$, что невозможно из-за волновых свойств электрона, благодаря к-рым вероятность нахождения его вблизи ядра атома A может быть мала, но тем не менее всегда отлична от нуля ($a^2 > 0$). Этим атомы в молекуле A^+B^- отличаются от ионов A^+ и B^- в свободном состоянии. Так, напр., у газообразной молекулы NaCl электрич. дипольный момент $\mu = 10D$, в то время как для чисто ионной связи Na^+Cl^- он должен был бы превышать $12D$. Опытное значение дипольного момента указывает на значительное разделение эффективных зарядов между Na и Cl ($Na^{+0,8}Cl^{-0,8}$), величина к-рых, однако, всегда меньше единицы.

При ассоциации молекул типа NaCl ионный характер связи возрастает и достигает максимума в кристалле, где образование правильной решетки из ионов наиболее благоприятно для их кулоновского взаимодействия. Следует отметить, что область проявления И. с. в основном ограничивается только простыми бинарными системами типа NaCl, потому что атомы др. периодов не склонны к образованию ионов, имитирующих электронные оболочки инертных газов. Из квантовомеханич. природы *сродства к электрону* следует, что не могут существовать двухзарядные анионы O^{2-} или S^{2-}, не говоря уже о N^{3-} или C^{4-}. Также не имеет смысла говорить об образовании в молекулах многозарядных катионов. Поэтому ионные структурные ф-лы типа $Ca^{2+}O^{2-}$, $Zn^{2+}S^{2-}$, $Ti^{4+}C^{4-}$, $B^{3+}(F^-)_3$ и т. д. не соответствуют действительности и являются результатом использования примитивных электростатич. представлений, противоречащих современному квантовомеханич. пониманию природы химич. связи.

Лит. см. при ст. *Валентность*. *Е. М. Шусторович.*

ИОННАЯ СИЛА РАСТВОРА — величина, характеризующая электрич. поле, создаваемое ионами в растворе, и равная полусумме произведений концентрации c_i на квадрат валентности Z_i для всех ионов: $\mu = {}^1/_2 \sum_i c_i Z_i^2$. Во всех растворах с одинаковой И. с. р., независимо от их состава, коэффициент *активности* f данного сильного электролита одинаков (для сильно разбавленных растворов). Связь между коэффициентом активности и И. с. р. выражается предельным законом Дебая—Гюккеля $\lg f_i = -AZ_i^2\sqrt{\mu}$, где A — константа для данного растворителя при данной темп-ре.

Лит.: 1) Глесстон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, гл. 5; 2) Измайлов Н. А., Электрохимия растворов, Харьков, 1959. *Ю. В. Плесков.*

ИОННАЯ ТЕОРИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ — теория, объясняющая потенциалы покоя и потенциалы действия (см. *Биоэлектрические потенциалы*) движением ионов через поверхность и через протоплазму нервных и мышечных волокон.

ИОННОЕ ТРАВЛЕНИЕ — удаление вещества с поверхности металла, полупроводника, диэлектрика под действием ионной бомбардировки, приводящее к выявлению структуры поверхности. При ионной бомбардировке происходит *катодное распыление* вещества преимущественно из участков с нарушенными (или ослабленными) атомными связями. В зависимости от режима (времени распыления t, плотности ионного тока j, энергии ионов E, давления газа p) существует неск. стадий И. т.: 1) начальная стадия — очистка поверхности; 2) выявление границ зерен и различных дефектов (в частности, *дислокаций*) на поверхности исследуемого образца; 3) формирование внутри зерен ориентированных углублений (реже холмов) — «фигур травления», определяющих симметрию того зерна (или грани монокристалла), на к-ром они расположены; 4) оплавление фигур, полученных в предыдущих стадиях. Возникновение ориентированных фигур на распыляемой поверхности, по-видимому, объясняется преимущественным распылением в нек-рых кристаллографич. направлениях, а также процессом миграции и обратной конденсации распыленного вещества.

И. т. обладает рядом преимуществ по сравнению с др. методами выявления структуры поверхности твердого тела (химич. травлением и испарением в вакууме). Основные из них: возможность выявления структуры л ю б о г о твердого тела; возможность травления поверхности при изменении темп-ры образца в достаточно широких пределах; отсутствие окисления исследуемой поверхности.

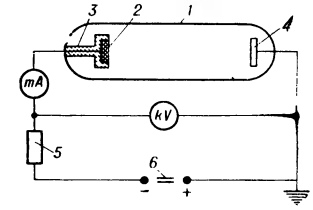


Рис. 1. Простейшее устройство для ионного травления: *1*—трубка с инертным газом при давлении 10^{-2} *тор*; *2* — катод-образец; *3* — стеклянная защита; *4* — анод из алюминия; *5* — ограничительное сопротивление; *6* — источник высокого напряжения.

И. т. можно производить или направляя на исследуемую поверхность пучок ионов, или в режиме *тлеющего разряда*, когда исследуемый образец является катодом (рис. 1). Существуют стандартные технич. установки для И. т.

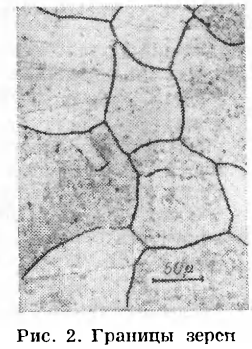


Рис. 2. Границы зерен алюминиево-магниевого сплава, выявленные ионным травлением в остатках воздуха.

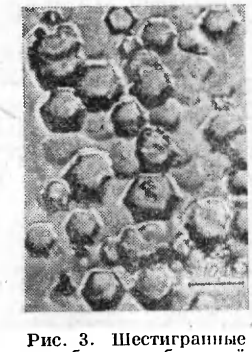


Рис. 3. Шестигранные углубления на базисной плоскости (0001) монокристалла цинка, полученные ионным травлением.

[1,2]; в нек-рых из них [2] образец во время И. т. может дополнительно нагреваться (до темп-ры 1300° С) или охлаждаться, а также подвергаться

растяжению или сжатию. За поверхностью образца в процессе И. т. можно наблюдать с помощью оптического микроскопа. Непосредственно после И. т. на исследуемую поверхность может быть нанесена пленка кварца или металла, которая снимается для последующего электронномикроскопич. изучения (см. *Электронный микроскоп*). Рекомендуемый режим И. т. для выявления границ зерен и дефектов при распылении тугоплавких, малоокисляющихся материалов (в режиме тлеющего разряда): плотность тока на образец 5—10 *ма/см*², напряжение на образце 5—10 *кв* относительно анода, давление газа не выше 10^{-1}—10^{-2} *тор*, время распыления в зависимости от материала и рода газа от неск. *мин* до неск. часов. Легкоплавкие сильноокисляющиеся металлы (Al, Mg, Zn, Cd и т. п.) следует распылять при небольших плотностях тока (0,3—1 *ма/см*²) при напряжении 1—2 *кв*.

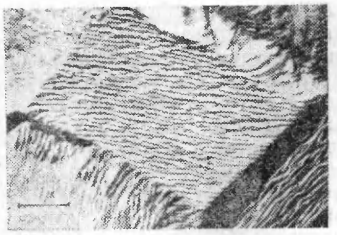


Рис. 4. Электронно-микроскопическое изображение поверхности стали, протравленной ионами аргона.

Примерные режимы И. т. в газовом разряде, применяемые для получения фигур травления на поверхности металлов, полупроводников и диэлектриков, приведены в табл. Для выявления границ зерен время, указанное в табл., можно сократить в 1,5—2 раза.

Режимы ионного травления в газовом разряде для получения фигур травления.

	Вещество	Напряжение между катодом и анодом (*кв*)	Плотность разрядного тока (*ма/см*²)	Время (час)	Газ (давление от 10^{-1} до 10^{-2} *тор*)
Металлы	Алюминий	2	0,8	3	Ne
	Висмут	2	0,1	2	»
	Медь	5	5	0,3	»
	Никель	5	5	0,75	»
	Цинк	2	0,5	3	»
	Нержавеющая сталь	5	5	1,5	»
	Алюминиево-магниевый сплав	3	1,5	3	»
Полупроводники	Германий	1	7	0,75	Kr
	Марганцевый феррит	1,5	15	2	»
	Кремний	1,3	10	1	»
Диэлектрики	Янтарь	1,5	2,5	2	Ne
	Кварц	4	5	12	»
	Каменная соль	2	1	8	»
	Стекло боратное	3	5	12	»

Лит.: 1) McCutcheon M., «J. Appl. Phys.», 1949, v. 20, № 4, p. 414; 2) Спивак Г. В., Юрасова В. Е., Кушнир Ф. Ф. и Прилежаева И. Н., «ПТЭ», 1957, № 2, с. 106; 3) Поценова И. И., Фример А. И., «Заводск. лаборатория», 1955, т. 21, № 4, с. 432.

В. Е. Юрасова.

ИОННЫЕ ИСТОЧНИКИ — устройства для получения в вакууме направленных потоков (пучков) ионов. И. и. являются необходимым элементом конструкций ускорителей, масс-спектрометров, электромагнитных разделителей изотопов, протонных микроскопов и др. устройств. Можно выделить следующие основные характеристики различных типов И. и.: а) Величина тока ионов, даваемого источником. Большие токи часто требуются в ускорительной технике. При электромагнитном разделении изотопов производительность установок также определяется величиной тока; практич. использование этого способа разделения стало возможным лишь после создания И. и. с токами в десятки и сотни *ма*. б) Состав пучка ионов. Как правило, пользуются только одним видом ионов, даваемых источником (чаще всего — однозарядными атомарными ионами). Однако в большинстве случаев в пучке присутствуют ионы и др. видов (напр., различные молекулярные ионы, а также многозарядные), создающие паразитную нагрузку и вызывающие ряд др. нежелательных явлений. Отношение тока нужного вида ионов к полному току представляет важную характеристику И. и. в) Разброс по энергиям ионов, выходящих из источника. Малая величина разброса важна в электростатич. генераторах для проведения точных ядерных исследований, а также в масс-спектрометрах и разделителях изотопов, где энергетич. разброс снижает резкость линий. г) Фокусировка пучка по выходе из источника. Плохая фокусировка пучка (т. е. большой поперечный размер и широкий угол расходимости) ведет к потере значительной доли ионов. Для источников с малыми токами фокусировка не представляет трудностей, но при токах в неск. *ма* и больше на фокусировке пучка начинает сказываться электростатич. расталкивание ионов внутри пучка. Если пучок ионов с зарядом Z и молекулярным весом M ускорен до энергии U *эв*, то при токе I *а* радиус пучка r удвоится на расстоянии $L = 1{,}9 \cdot 10^{-3} r U^{3/4} Z^{-1/2} M^{-1/4} I^{-1/2}$ [1]. Из этого соотношения следует, что для избежания чрезмерного расширения пучка необходимо на коротком пути сразу после источника резко увеличить энергию ионов, т. е. прикладывать сильные электрич. поля. Однако созданию очень сильных полей мешают пробои между электродами и этим обстоятельством ограничивается максимальная величина токов, к-рые удается получать с помощью мощных источников. д) Эффективность источника, представляющая отношение количества рабочего вещества, покидающего источник в виде ионов, к общему расходуемому количеству. Нейтральный газ, поступающий из И. и. в рабочий объем, вызывает ухудшение вакуума. Поэтому получение пучков большой интенсивности с одновременным сохранением хорошего вакуума (при заданной скорости откачки) возможно только при высокоэффективных И. и. Кроме того, высокая эффективность И. и. необходима для экономии рабочего вещества (при его высокой стоимости). Потери нейтрального газа из источника определяются размерами канала, через к-рый вытягиваются ионы. Чтобы уменьшить эти потери, приходится делать узкие каналы, проводя через них токи большой плотности. Это возможно только при наличии достаточно плотной плазмы внутри источника. Чтобы улучшить соотношение между потоком нейтрального газа и током ионов, необходимо, чтобы плазма имела также максимально высокую степень ионизации. е) Наконец, во многих случаях важную роль играют такие характеристики И. и., как потребляемая ими мощность, компактность, простота управления, стабильность работы и долговечность.

Ионные источники для высоковольтных ускорителей. В этом случае И. и. обычно находится под высоким потенциалом относительно земли. Поэтому к нему предъявляются высокие требования а) — е). Описания и сравнительные характеристики применяющихся И. и. разных типов можно найти в [2—4].

Весьма высокими качествами обладают И. и. с осцилляцией электронов в магнитном поле (рис. 1). Электроны испускаются катодом K, ускоряются в поле трубчатого анода A и движутся вдоль магнитных силовых линий к вспомогательному электроду B, находящемуся под потенциалом катода (или под плавающим потенциалом). Здесь бо́льшая часть электронов испытывает отражение и начинает двигаться назад к катоду и т. д. Таким образом, прежде чем попасть на анод, электроны совершают много осцилляций вдоль магнитного поля. Вследствие этого при относительно малых токах разряда удается получить весьма плотную плазму. Ионы вытягиваются из разрядной камеры вдоль магнитного поля через отверстие в электроде B. В источниках такого типа не обязательно наличие горячего катода. Вместо нити K и антикатода B можно поставить одинаковые электроды из металла с большим коэффициентом вторичной эмиссии (бериллий, магний, алюминий); в этом случае в камере источника также возникает интенсивный разряд. Источники с осциллирующими электронами могут давать токи до 50 *ма* при значениях эффективности от нескольких процентов до 50%. Разброс энергий ионов составляет несколько *эв*. Выход атомарных ионов близок к 50%. Срок службы катода таких источников велик, особенно у источников с холодным катодом.

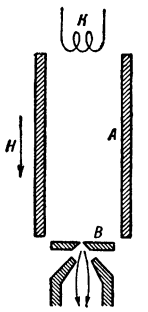


Рис. 1. Ионный источник с осциллирующими электронами. Стрелкой указано направление магнитного поля H.

В высоковольтных ускорителях широко применяются высокочастотные И. и. [5]. На рис. 2 приведена схема высокочастотного И. и. В кварцевой или пирексовой колбе C, помещенной внутри катушки G высокочастотного генератора, зажигается кольцевой *безэлектродный разряд*. Потенциал образующейся плазмы задается вспомогательным анодом A. Ионы вытягиваются полем между катодом K и эквипотенциальной плазмой, заполняющей колбу. Геометрия катода и окружающего его кварцевого экрана B выбрана так, что между плазмой и катодом образуется сильнофокусирующая электростатич. линза, вследствие чего ионы собираются с большой поверхности плазмы в узкий пучок, попадающий в канал катода. Благодаря хорошей сфокусированности пучка канал в катоде можно сделать достаточно узким, что уменьшает расход газа и повышает эффективность источника. Высокочастотные И. и. имеют эффективность порядка 5—15%; спец. мерами ее можно повысить до 0,4 [5]. Используемые токи составляют от 0,1 *ма* до 5 *ма*. Энергетич. разброс ионов не превышает 100 *эв*. Весьма ценным свойством высокочастотных И. и. является высокий процент выхода атомарных ионов, составляющий от 70% до 90%. Отсутствие накаливаемого катода обеспечивает длительность службы. К числу достоинств относятся также малое потребление энергии и простота конструкции. Получение от высокочастотных И. и. токов, превышающих неск. *ма*, наталкивается на ряд трудностей (небольшая плотность плазмы в источнике $\sim 10^{11}$ *см*$^{-3}$, потери пучка в канале катода из-за влияния объемного заряда ионов и перезарядки на нейтральном газе, тепловая перегрузка источника). Эти трудности можно ослабить, применяя катод со многими каналами [6]. При этом удается получить токи до 15 *ма* и более, не перегружая источник и сохраняя высокую эффективность (ок. 30%).

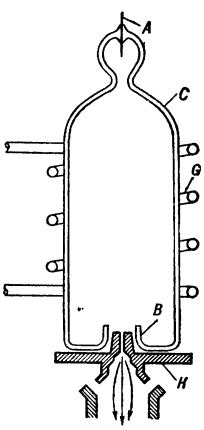


Рис. 2. Высокочастотный ионный источник.

По-видимому, наиболее высокими показателями из существующих И. и. обладает т. н. плазмотрон, предложенный Арденне [4]. Первоначально этот тип И. и. разрабатывался для получения больших токов (сотни *ма*), но затем выяснилось, что и при средних токах (порядка 10 *ма*) плазмотрон обладает многими преимуществами [7]. Устройство его схематически показано на рис. 3. Между катодом K и анодом A зажигается низковольтный дуговой разряд, на пути к-рого помещается вспомогательный электрод B, находящийся под промежуточным потенциалом. Дуга концентрируется в узком капилляре электрода B. Электроды B и A являются также полюсами магнита, вследствие чего в узком зазоре между ними создается сильное магнитное поле бочкообразной конфигурации. Совместное действие капилляра и магнитного поля приводит к концентрации дуги в очень малом объеме, где происходит полная ионизация газа и плотность плазмы достигает величины $5 \cdot 10^{14}$ *см*$^{-3}$. Плотность тока на анод может превосходить 100 *а* на *см*^{2} и ограничивается оплавлением вольфрамовой вставки в анод. Поэтому даже при очень узком отверстии ($\sim$0,1 *мм*) во вставке плотная плазма проникает в ускоряющий промежуток между анодом A и фокусирующим электродом $Ф$. В то же время поступление нейтрального газа из источника весьма незначительно вследствие малости отверстия и почти полной ионизации газа; поэтому в области ниже анода сохраняется высокий вакуум. Это позволяет при разности потенциалов между A и $Ф$ в 50 *кв* и более сократить зазор между ними до неск. *мм*, т. е. создать очень сильное электрич. поле, препятствующее потере ионов вследствие взаимного расталкивания. Источники этого типа дают токи от 10 до 250 *ма* при эффективности от 0,5 до 0,95. Выход атомарных ионов составляет ок. 35%. Продолжительность срока службы составляет сотни часов, т. к. износ катода весьма незначителен вследствие малого общего тока разряда. Источник компактен, прост и потребляет незначительную мощность.

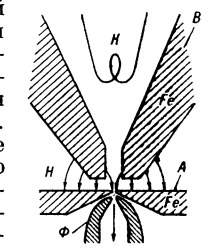


Рис. 3. Ионный источник типа «плазмотрон».

Ионные источники для циклотронов. На практике пользуются циклотронными И. и. только одного типа — с низковольтной дугой в магнитном поле (часто с осциллирующими электронами) с различными конструктивными вариациями [8, 9], что обусловлено двумя факторами — наличием внутри камеры циклотрона сильного магнитного поля и стремлением получить большие токи.

Источник (рис. 4) состоит из катода K, анода A и антикатода B. Ионы, образующиеся в разряде, вытягиваются поперек магнитного поля проникающим через щель полем дуанта D. Если сократить длину анодной камеры, оставив только часть ее, прилегающую к катоду, и убрав антикатод B, то получится т. н. источник с открытой плазмой. Такой источник дает большие токи, но менее стабилен и обладает меньшей эффективностью, чем щелевой. Обычно токи, даваемые циклотронными И. и.,

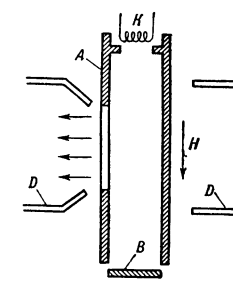


Рис. 4. Ионный источник для циклотрона (щелевой).

составляют десятки *ма*, но только незначительная часть ионов захватывается в циклы ускорения. Серьезный недостаток циклотронных И. и. — их малый срок службы (обычно не более 100 *ч*) вследствие разрушения катода.

Другие ионные источники для ускорителей. Для ряда ускорителей (напр., для синхрофазотронов) источник должен работать в импульсном режиме, давая во время импульсов большие токи. Обычно в качестве импульсных И. и. применяются видоизмененные конструкции одного из описанных выше типов. Повышение выхода достигается сильным форсированием режима разряда. Часто для импульсной работы пользуются И. и. с осциллирующими электронами и холодным катодом, напр. в инжекторе бевatрона [11]. В режиме коротких импульсов может быть использован также высокочастотный источник [12], дающий в этом случае ток до 200 *ма* при общем малом расходе газа. В работе [13] описан импульсный инжектор для высокотокового ускорителя (напр., линейного ускорителя) с низковольтной сильноточной дугой в магнитном поле; выход ионов в импульсе составляет до 2 *а*.

В нек-рых случаях (для циклотронов, линейных ускорителей) требуются источники многозарядных ионов. Многозарядные ионы получаются или в специальных источниках [10, 14], или путем обдирки предварительно ускоренных однозарядных ионов при прохождении через фольгу, газовую мишень или струю пара.

Ионные источники для масс-спектрометров. Большинство И. и. для масс-спектрометров построено на принципе ионизации электронным ударом. Направленный пучок электронов (в магнитном поле), ускоренный до энергии в несколько сот *эв*, проходит через камеру с исследуемым газом (паром) или пересекает атомарный пучок. Давление в камере может быть очень низким ($\sim 10^{-5}$—10^{-6} *мм рт. ст.*). Образующиеся ионы вытягиваются через щель в стенке камеры. Такие И. и. дают малые токи (10^{-8}—10^{-11} *а*), но для спектрометрич. целей они достаточны.

Для получения ионов веществ с низкими ионизационными потенциалами часто используется явление ионизации на накаленной поверхности (см. *Ионизация*). Ионизация происходит в том случае, если работа выхода близка к ионизационному потенциалу или превосходит его. Большой работой выхода обладает поверхность окисленного вольфрама, что позволяет получать путем поверхностной ионизации ионы не только щелочных, но и щелочноземельных металлов, а также группы Al и ряда других (Fe, Ru).

Иногда в масс-спектрометрах применяются И. и. с высокочастотной вакуумной искрой. Исследуемый образец помещается в качестве электрода.

Ионные источники для электромагнитных разделителей изотопов. Такой источник должен давать хорошо сфокусированный и достаточно моноэнергетический ионный пучок с максимально возможным током (десятки и сотни *ма*) и возможно более однородным составом ионов, должен иметь высокий коэфф. использования рабочего вещества, работать стабильно и непрерывно в течение длительного времени. Создание таких И. и. представляет одну из наиболее трудных задач разделительной техники. В качестве И. и. для разделительных установок широко применяется источник с низковольтной дугой в магнитном поле, аналогичный циклотронному щелевому источнику [15, 16]. Важным преимуществом этого типа И. и. является их пригодность для работы со многими веществами. Для разделения твердых веществ позади разрядной камеры устанавливается печь, в к-рой происходит испарение рабочего вещества. Пары поступают в разрядную камеру, к-рая также поддерживается горячей, чтобы избежать конденсации паров. Ионы вытягиваются перпендикулярно магнитному полю через щель шириной в несколько *мм* и высотой до 20—35 *см*. Печь и разрядная камера обычно изготовляются из графита или другого материала, устойчивого против коррозии и выдерживающего сильный нагрев (молибден, нержавеющая сталь). В систему источника входят также фокусирующие и ускоряющие электроды. От работы системы вытягивания и фокусировки сильно зависят выход ионов и чистота разделения. Обычно хорошей фокусировки удается достичь только при специально подобранном режиме разряда, когда создается нужная форма плазменного мениска у щели. Обязательным условием сохранения сфокусированного пучка по выходе из источника является компенсация объемного заряда ионов пучка электронами, образующимися за счет ионизации остаточного газа быстрыми ионами. Колебание силы или плотности тока ионного пучка вызывает нарушение компенсации объемного заряда.

Для разделения изотопов щелочных металлов могут быть использованы И. и. с поверхностной ионизацией, обладающие рядом преимуществ [17].

Лит.: 1) Fowler D. R., Gibson G. E., «Phys. Rev.», 1934, v. 46, № 11, p. 1075; 2) Hoyaux M., Dujardin J., «Nucleonics», 1949, v. 4, № 5, 6, 7; 3) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 33, B., 1956, S. 36; 4) Ardenne M. von, Tabellen der Electronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie, Bd 1, B., 1956; 5) Сербинов А. Н. и Петров В. И., «ПТЭ», 1958, № 5, стр. 3; 6) Сербинов А. Н. и Морока В. И., там же, 1960, № 5, стр. 27; 7) Moak C. D. [a. o.], «Rev. Scient. Instrum.», 1959, v. 30, № 8, p. 694; 8) Ливингстон М. С., Розе М. и Намиас М., Циклотрон. Сб. статей, М.—Л., 1948; 9) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 44, B., 1959, S. 146; 10) Морозов П. М., Маков Б. Н. и Иоффе М. С., «Атомная энергия», 1957, т. 2, № 3, стр. 272; 11) Cork B., «Rev. Scient. Instrum.», 1955, v. 26, № 2, p. 210; 12) Малкиель Г. С., Суханов Б. И., «ПТЭ», 1958, № 3, стр. 100; 13) Lamb W. A. S., Lofgren E., «Rev. Scient. Instrum.», 1956, v. 27, № 11, p. 907; 14) Anderson C. E. and Ehlers K. W., там же, № 10, p. 809; 15) Smith M. L., «Progr. Nucl. Phys.», 1957, v. 6, p. 162; 16) 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, № 2303); 17) Райко В. И. [и др.], «ПТЭ», 1961, № 1, стр. 29.

Е. Е. Юшманов.

ИОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы с преобладающе ионным характером химич. связи (см. *Ионная связь*). Типичными И. к. являются галогениды щелочных металлов. При образовании этих кристаллов атомы галогенов, обладающие большим *сродством к электрону*, захватывают валентные электроны щелочных металлов, в результате чего образуются положительные и отрицательные ионы, электронные оболочки к-рых подобны сферически симметричным оболочкам инертных газов. Такое представление о механизме образования И. к. положено в основу идеальной электростатич. модели — т. н. классич. модели, согласно к-рой И. к. состоят из заряженных сфер с центрами, расположенными в узлах кристаллич. решетки в соответствии с требованиями минимальности энергии; радиусы сфер наз. *ионными радиусами*. И. к. отличаются *ионной проводимостью* при высоких темп-рах, наличием полос поглощения в инфракрасной области спектра (см. *Спектроскопия кристаллов*) и хорошей спайностью.

Энергия сцепления И. к. складывается из энергии электростатич. притяжения ионов — т. н. энергии Маделунга, и из энергии отталкивания между ионами, обусловленной взаимодействием их электронных оболочек. Энергия Маделунга на 1 моль $E = -NA(e_+e_-/l)$, где e_+ и e_- — абс. величины зарядов положительного и отрицательного ионов, l — одно из характеристич. расстояний в кристаллич. решетке, напр. длина ребра элементарной ячейки для кубич. кристаллов, или расстояние между ионами, N — число Авогадро, A — т. н. постоянная Маделунга, определяющаяся структурой кристалла и не зависящая от периода

решетки (для NaCl $A = 1{,}7476$, для CsCl — 1,7627, если l — расстояние между ионами). Потенциал сил отталкивания (по М. Борну) $U = b/r^n$, где b и n постоянные (n порядка 6—12), r — расстояние между ионами. Кроме того, имеется энергия ван-дер-ваальсовых сил и электрич. сил высших мультипольностей. Основная часть энергии сцепления в И. к. — энергия Маделунга. Расчеты энергии сцепления по классич. модели при надлежащем подборе параметров согласуются с экспериментальными данными в пределах неск. %.

Квантовомеханич. рассмотрение И. к. как системы многих частиц связано со значит. вычислительными трудностями. Существующие расчеты основаны на упрощающих предположениях. Напр., исходя из волновых функций свободных ионов в приближении самосогласованного поля с учетом обмена, П. Лёвдину удалось прямо решить ур-ние Шредингера; при этом перекрытие волновых функций ионов считалось возмущением; нек-рые результаты расчетов по такому методу по сравнению с экспериментальными данными приведены в табл.

Характеристики решетки	NaCl		KCl	
	теор.	эксп.	теор.	эксп.
Постоянная решетки (Å) . . .	5,50	5,58	6,17	6,23
Энергия решетки (*ккал/моль*) .	183,2	182,8	166,9	164,4
Сжимаемость ($см^2/дин \cdot 10^{12}$) .	4,6	3,3	6,0	4,8

Более строгий подход к расчету статич. свойств И. к. возможен на основе представлений о функции плотности электронов $\rho(x)$ (одночастичной матрицы плотности, т. е. вероятности нахождения к.-л. электрона в точке x, усредненной по всем возможным положениям др. электронов). Функции $\rho(x)$ можно приближенно оценить, напр., методом Томаса—Ферми. При таком подходе кулоновская энергия складывается из энергии взаимодействия электронов $e\rho(x)$ и ядер и соответствует энергии Маделунга в классич. модели, но не всегда равна ей. Кроме того, учитывается обусловленная принципом Паули нулевая кинетич. энергия электронов, пропорциональная $\rho^{5/3}$, и обменная энергия, пропорциональная $\rho^{4/3}$. Оба эти эффекта несколько отличаются от соответствующих эффектов для свободных ионов вследствие перекрывания электронных оболочек. Поправка к нулевой энергии положительна и возрастает с увеличением перекрывания, приводя к взаимному отталкиванию ионов; поправка к обменной энергии отрицательна и приводит к их взаимному притяжению.

Основные черты строения И. к. в рамках классич. модели описываются на основе теории плотнейших шаровых упаковок из шаров определенных радиусов (см. *Ионные радиусы*) и связанной с ней теорией координационных полиэдров. *Координационные числа* катионов, размеры к-рых всегда меньше, чем размеры анионов, зависят от отношения радиусов. Для И. к. имеет место т. н. электростатич. правило валентности: валентность каждого аниона, взятая с обратным знаком, приближенно равна сумме прочностей электростатич. связей этого аниона с соседними катионами. Координационные полиэдры в И. к. располагаются так, чтобы образовать наименьшее число общих ребер и, особенно, граней. Эти правила строения И. к. хорошо выполняются не только для галогенидов щелочных металлов и др. простых соединений, но и для таких сложных кристаллич. структур, как силикаты; это свидетельствует о том, что многие связи в них имеют преобладающе ионный характер.

Из кристаллохимич. данных, а также из квантовомеханич. соображений следует, что понятие И. к. имеет не абсолютный, как это предполагается в классич. модели, а относительный смысл: можно говорить лишь о большей или меньшей ионности кристалла.

Диэлектрич. проницаемость И. к., определяемая в постоянных полях и обусловленная их ионной поляризуемостью, значительно отличается от диэлектрич. проницаемости, определяемой на оптич. частотах (по показателю преломления) и обусловленной электронной поляризуемостью (см. *Диэлектрики*). И. к., как правило, обладают значит. шириной запрещенной зоны. При поглощении фотона соответствующей частоты системой электронов, связанных в кристалле, может возникнуть одно из следующих состояний: а) электрон переходит при возбуждении на к.-л. соседний ион, образуя вместе с «дыркой» нейтральную в целом систему (*экситон*), и б) электрон и дырка движутся независимо. При движении электрона, находящегося в зоне проводимости, возникают дополнительные осложнения из-за того, что электрон поляризует среду и движется вместе с созданной им поляризацией. Такое образование из электрона и вызванной им поляризации наз. *поляроном*. Основными переносчиками заряда в И. к. следует считать именно поляроны, к-рые во многих отношениях ведут себя как электроны, отличаясь от них только эффективными массами.

Разработаны методы выращивания больших монокристаллов галогенидов щелочных металлов и других И. к., к-рые обладают ценными оптич. свойствами и широко применяются в оптич. приборостроении (линзы, призмы для инфракрасной и ультрафиолетовой областей спектра), а также в ядерной физике (сцинтилляционные счетчики). При введении примесей нек-рые И. к. могут служить *оптическими генераторами*.

Лит.: 1) Зейтц Ф., Современная теория твердого тела, пер. с англ., М.—Л., 1949; 2) Борн М., Хуань Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; 3) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1957; 4) Пайерлс Р. Е., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956; 5) Пекар С. И., Исследования по электронной теории кристаллов, М.—Л., 1951; 6) Белов Н. В., Структура ионных кристаллов и металлических фаз, [М.], 1947. *А. Б. Алмазов.*

ИОННЫЕ ПА́РЫ — электронейтральные в целом комплексы, образующиеся в достаточно концентрированных растворах электролитов из разноименных ионов; в И. п. ионы удерживаются силами электростатич. притяжения. Образование И. п., не изменяя общего количества присутствующих в растворе ионов (в отличие от образования недиссоциированных молекул), уменьшает число свободных ионов, участвующих в переносе тока, а следовательно, и электропроводность раствора. Ассоциация ионов в И. п. происходит тем легче, чем больше валентности ионов и чем меньше диэлектрич. проницаемость раствора. И. п. образуются также в таких растворителях, в к-рых соединение ионов в пару и сольватация ее в целом сопровождаются бóльшим понижением свободной энергии, чем в случае сольватации раздельных ионов. Об изменении электропроводности при увеличении концентрации электролита, связанном с образованием И. п. и их дальнейшим переходом в ионные тройники, см. *Вальдена правило*.

Лит.: Глесстон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, гл. 5. *Ю. В. Плесков.*

ИОННЫЕ ПРИБОРЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА — электровакуумные приборы, основанные на явлениях, протекающих в *тлеющем разряде* и при зажигании тлеющего разряда. И. п. т. р. применяются для: генерирования электрич. колебаний и импульсов различной формы; преобразования импульсов; стабилизации постоянного напряжения; выпрямления переменного тока; индикации электрич. импульсов. И. п. т. р. относятся к приборам малой мощности: анодные напряжения, как правило, составляют 100—500 *в*, анодные токи 1—100 *ма*.

В различных специальных типах И. п. т. р. используются след. особенности процессов, протекающих при зажигании и горении тлеющего разряда: 1) Катод испускает электроны в основном вследствие бомбардировки его ионами, образующимися в газе, и не требует разогрева. Применение холодного катода (ненакаливаемого) исключает цепи накала, обеспечивает бóльшую долговечность И. п. т. р., высокую стабильность и малый разброс параметров; это относится гл. обр. к чисто металлич. катодам. 2) Процессы зажигания и гашения тлеющего разряда носят

пороговый характер, что приводит к скачкообразному возникновению и прекращению разрядного тока. Управление зажиганием И. п. т. р. основано на зависимости потенциала зажигания от начальной концентрации электронов в газовом промежутке, источником к-рых обычно является вспомогат. разряд. В большинстве И. п. т. р. с помощью дополнит. электродов можно управлять возникновением разрядного тока, но не его величиной. Т. о., эти приборы являются полууправляемыми; для прекращения разрядного тока необходимо снижение анодного напряжения до нек-рой величины, наз. потенциалом гашения. 3) Катодное падение потенциала и плотность тока в области нормального тлеющего разряда остаются неизменными в большом диапазоне токов. При относительно малой поверхности катода возникает аномальное катодное падение потенциала, к-рое может во много раз превышать нормальное падение. 4) При прохождении разрядного тока в И. п. т. р. возникает свечение.

Тлеющий разряд имеет ряд особенностей, ограничивающих возможности И. п. т. р.: а) значительное статистич. запаздывание разряда, к-рое имеет место при малых начальных концентрациях электронов в газовом промежутке и напряжениях, близких к потенциалу зажигания. Поэтому во всех случаях применения И. п. т. р. необходимо создание достаточно большой начальной ионизации, что достигается ионизирующим облучением, однако в ряде применений эффективным способом является только создание вспомогат. разряда в приборе. б) Бо́льшая длительность переходных процессов (по сравнению с процессами в электронных приборах). Время развития разряда в дополнительном и основном газовых промежутках составляет 10^{-6}—10^{-4} *сек*. Конечная скорость накопления и исчезновения носителей заряда определяет инерционность тока в газе и тем самым существенное отличие динамических вольтамперных характеристик от статических. В послеразрядный период в связи с процессом *деионизации* восстановление напряжения зажигания занимает 10^{-5}—10^{-2} *сек*. в) *Катодное распыление*, к-рое является основным процессом, ограничивающим долговечность И. п. т. р. Однако во многих случаях скорость катодного распыления мала и долговечность приборов составляет десятки тысяч часов.

В И. п. т. р. применяются катоды чисто металлические (молибденовые и никелевые) или активированные (цезием, калием, барием). Для наполнения применяются: гелий, неон, аргон, водород (или их смеси) при давлении 1—100 *тор*. Баллоны И. п. т. р. делают обычно стеклянными.

По применению основные И. п. т. р. можно разделить на три группы: 1) приборы для устройств питания; 2) приборы для преобразования непрерывных величин тока и напряжения; 3) приборы для преобразования дискретных величин тока и напряжения. К приборам первой группы относятся выпрямит. лампы тлеющего разряда и стабилизаторы напряжения. В выпрямит. лампах поверхность анода значительно меньше поверхности катода, поэтому при обратном включении возникает разряд, напряжение горения к-рого значительно превышает напряжение горения в прямом направлении. Вследствие больших потерь мощности в приборе, малого допустимого обратного напряжения и малых величин допустимого тока выпрямит. лампы тлеющего разряда не нашли широкого применения. Напротив, стабилизаторы напряжения тлеющего разряда (см. *Стабилитрон*), действие к-рых основывается на слабой зависимости напряжения горения от величины тока, протекающего через разрядный промежуток, входят в состав многих радиоэлектронных устройств. Для того, чтобы по возможности расширить диапазон токов, соответствующих нормальному разряду, И. п. т. р., предназначенные для стабилизации напряжения, должны иметь большую поверхность катода.

В группу И. п. т. р., предназначенных для преобразования непрерывных величин напряжения и тока, входят усилительные и осциллографич. лампы. В первых тлеющий разряд между вспомогат. электродами служит источником электронов; управление потоком электронов, движущихся к аноду, производится сеткой (аналогично электронным усилит. лампам). Расстояние между анодом и сеткой или давление газа должно быть так мало, чтобы ионизация электронным ударом в этой части прибора не происходила. Из-за значит. сеточных токов, гистерезиса сеточной характеристики и др. недостатков эти приборы не получили промышленного применения. Постоянство плотности тока в области нормального тлеющего разряда позволяет создавать особого рода осциллографич. лампы: катод и анод в виде тонких стержней устанавливаются в одной плоскости; при изменениях тока разряд покрывает бо́льшую или меньшую часть поверхности электрода и длина светящегося столба является, т. о., нек-рой мерой величины тока. Лампы такого типа ранее применялись для изучения токов, меняющихся во времени. Изменение силы тока при этом можно наблюдать с помощью вращающегося зеркала.

И. п. т. р. для преобразования дискретных величин тока и напряжения представляют особый интерес в связи с широким развитием цифровой вычислит. техники. Существенным является соответствие свойств И. п. т. р. принципу действия дискретных схем, вытекающее из того, что лампа имеет только 2 возможных устойчивых состояния: непроводящее и проводящее. Т. к. зажигание разряда является одним из основных процессов, определяющих изменение состояния прибора, можно провести подразделение И. п. т. р. внутри этой группы по способу управления зажиганием. Могут быть выделены: диоды, триоды с токовым управлением зажиганием и тетроды с электростатич. управлением зажиганием (см. *Тиратрон*). Эти виды ламп могут применяться как непосредственно, так и служить основой для построения комбинированных И. п. т. р., что осуществляется совмещением в одном баллоне неск. приборов или объединением рабочих процессов неск. разрядных промежутков.

В простейшем И. п. т. р. для преобразования дискретных величин — двухэлектродной лампе — управление зажиганием производится непосредственно увеличением напряжения между электродами. Двухэлектродные *индикаторные лампы*, в к-рых используется гл. обр. катодное свечение тлеющего разряда, широко применяются как указатели напряжения в самых разнообразных устройствах радиоэлектроники и сильноточной техники. Двухэлектродные лампы, включаемые параллельно с защищаемым от перенапряжения устройством, могут служить предохранителями от перенапряжения. Для того, чтобы ток не шел через лампу после прекращения перенапряжения, рабочее напряжение защищаемого устройства должно быть недостаточным для поддержания разряда. Требования достаточно большого различия между потенциалами зажигания и горения, а также высокой стабильности этих величин предъявляются к двухэлектродным И. п. т. р., применяемым в *генераторах релаксационных колебаний*, импульсных усилителях и *запоминающих устройствах*. Существенную роль во всех этих применениях играет пороговый характер процессов зажигания и гашения И. п. т. р.; недостатком, ограничивающим применение двухэлектродных ламп (особенно в импульсных устройствах), является значит. запаздывание зажигания.

Действие триодов с токовым управлением зажиганием основано на том, что напряжение зажигания снижается при увеличении начального тока в цепи управляющего электрода; зажигание происходит при увеличении этого тока до пороговой величины. В тетродах с электростатич. управлением источником начальных электронов служит разряд в промежутке: вспомогательный электрод—катод; зажигание происходит при уменьшении величины тормозящего поля в пространстве между вспомогательным и управляющим электродами, что достигается увеличением напряжения на последнем до пороговой величины (см. *Тиратрон*). В И. п. т. р. двух последних видов для устранения статистич. запаздывания зажигания пользуются вспомогат. разрядом (с небольшой силой тока). Два последних вида И. п. т. р. могут выполнять в маломощных устройствах все те же ф-ции, что и тиратроны дугового разряда (осуществлять импульсное усиление по току и напряжению, нормализацию входных импульсов, служить элементами запоминающих устройств) при значительно меньшей потребляемой мощности.

К числу распространенных видов комбинированных И. п. т. р. относятся цифровые и буквенные индикаторы и многоэлектродные лампы с переносом разряда с одного электрода на другой для счета и коммутации импульсов. Индикаторы представляют собой объединение в одном баллоне неск. диодов и имеют один анод и несколько катодов, выполненных в форме соответствующих фигур, цифр, букв и др. Поверхности всех катодов приблизительно одинаковы, и при разрядном токе нек-рой величины свечение повторяет форму катода (см. *Индикаторные лампы*). Эти лампы широко применяются в счетно-решающих устройствах, пультах управления, измерительных устройствах и т. д. Специфич. особенностью многоэлектродных И. п. т. р. для счета и коммутации импульсов (см. *Декатрон*) является направленный перенос разряда с одного из катодов (анодов) на другой под действием входных импульсов. Благодаря диффузии заряженных частиц в декатроне осуществляются внутренние связи, что позволяет заметно уменьшить количество элементов при построении ряда схем.

Основное развитие И. п. т. р. идет в направлении усовершенствования стабилитронов и создания новых И. п. т. р. для преобразования дискретных величин.

Лит.: 1) Нентвиг К., Газоразрядные лампы в технике, [пер. с нем.], М.—Л., 1945; 2) Чистяков П. Н., Стабилизаторы напряжения с электрическим разрядом в газе, в сб.: Успехи электровакуумной техники, М.—Л., 1956; 3) Кашников Н. Г., Газоразрядные стабилизаторы напряжения, М., 1957 [Тр. н.-и. ин-та М-ва радиотехн. пром-сти СССР, вып. № 4 (40), с. 58—74]; 4) «Nachrichtentechn. Z.», 1957, № 9; 5) Липкин В. М., Декатроны и их применение, М.—Л., 1960; 6) Перельмутер В. С., Яблонский Ф. М., Янкин Г. М., Цифровой индикатор тлеющего разряда, «Радиотехника», М., 1960, т. 15, № 12.

Г. Е. Макар-Лиманов.

ИОННЫЕ ПРОВОДНИКИ — проводники, в к-рых электрич. ток переносится ионами (см. *Ионная проводимость*). К И. п. относятся: *ионные кристаллы*; расплавы нек-рых солей и гидридов; нек-рые жидкости, такие, как вода, спирты, кислоты; растворы *электролитов* (большинства кислот, солей и оснований) в полярных растворителях. *Удельная электропроводность* И. п. значительно ниже, чем электронных проводников (обычно от 1 до 10^{-8} $ом^{-1} \cdot см^{-1}$). К И. п. применим закон Ома (за исключением случая сильных полей или очень высоких частот переменного тока в растворах).

В отличие от электронных проводников, проводимость И. п. связана с переносом вещества. При прохождении тока через границу между электронным и И. п. на этой границе протекают электрохимич. реакции, т. е. прохождение тока сопровождается *электролизом* (см. также *Фарадея законы*).

Многие проводники являются смешанными, т. е. ток в них переносится одновременно ионами и электронами: растворы щелочных и щелочноземельных металлов в жидком NH_3, β-Ag_2S, нек-рые жидкие сплавы металлов и др. В нек-рых веществах механизм проводимости меняется с температурой: γ-CuBr и γ-CuJ при комнатной темп-ре — электронные проводники, а при темп-ре выше 300°С — преимущественно ионные.

Лит.: 1) Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, [2 изд.], М.—Л., 1957, гл. 1; 2) Глесстон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, гл. 2, 3. *Ю. В. Плесков.*

ИОННЫЕ РАДИУСЫ. Межатомные расстояния a в галогенидах щелочных металлов с точностью до нескольких сотых Å удовлетворяют следующему правилу: разность величин a для NaF и KF, NaCl и KCl, NaBr и KBr, NaJ и KJ есть величина приблизительно постоянная. Именно, a(NaF) — a(KF) = 0,36Å; a(NaCl)—a(KCl)=0,33 Å; a(NaBr) — a(KBr)=0,31 Å; a(NaJ) — a(KJ) = 0,30 Å. Это обстоятельство дает повод считать каждый ион, образующий решетку, сферой определенного радиуса. При этом решетка изображается сложенной из сфер, касающихся друг друга, так что постоянная решетки аддитивно складывается из радиусов ионов. Т. к. межатомные расстояния зависят от координационного числа (4 — в решетке типа ZnO, 6 — в решетке типа NaCl и т. д.), различают тетраэдрический и октаэдрический И. р.

Величины ионных радиусов (в Å) некоторых элементов, определенные экспериментально и вычисленные полуэмпирически (в скобках).

H^-	F^-	Cl^-	Br^-	J^-	Li^+	Na^+	K^+	Cu^+	Rb^+	Ag^+	Cs^+	Au^+
1,54	1,36	1,81	1,95	2,16	0,60	0,95	1,33	(0,96)	1,49	(1,26)	1,69	(1,37)

Представление об И. р. удобно для расчета межатомных расстояний.

Лит. см. при ст. *Ионные кристаллы*. *А. Б. Алмазов.*

ИОННЫЙ МИКРОПРОЕКТОР — безлинзовое ионнооптич. устройство сверхвысокого разрешения (порядка 3Å) для получения увеличенного (до $3 \cdot 10^6$ крат) изображения поверхности твердого тела. В отличие от *электронного проектора*, И. м. заполнен газом (обычно водородом или гелием) при давлении $\approx 10^{-3}$ *тор*, полярность включения электродов изменена на обратную и электрич. поле у острия на порядок выше [$(2—4) \cdot 10^8$ *в/см*]. Устройство И. м. см. на рис. 1.

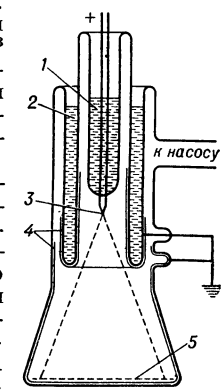


Рис. 1. Ионный микропроектор: *1*—жидкий водород; *2* — жидкий азот; *3* — эмиттер; *4*—проводящий слой; *5* — экран.

И. м. создан в 1951 г. Э. Мюллером (E. W. Müller); им же предложена теория, объясняющая механизм образования ионного изображения: под действием сильного электрич. поля у острия молекулы газа поляризуются, притягиваются к острию и благодаря *туннельному эффекту* ионизируются с тем большей вероятностью, чем сильнее поле. Ионизация происходит в слое, параллельном поверхности острия, и отстоящем на расстоянии 5—10 Å от него (в зависимости от рода газа). Образовавшиеся положит. ионы движутся примерно по силовым линиям к экрану, создавая на нем ионное изображение поверхности острия. Напряженность поля, необходимая для получения изображения, зависит от рода ионов. Над выступающими участками

поверхности (напр., над ступеньками кристаллич. решетки или выступающими атомами) локальная напряженность поля повышена; соответственно повышена здесь и вероятность ионизации, т. е. количество образующихся в единицу времени ионов больше, чем в соседних областях, что приводит к отображению этих участков на экране в виде ярких точек. Получаемый ток ограничивается макс. давлением газа, к-рое можно поддерживать, не вызывая разряда.

Разрешающая способность электронного и ионного проекторов определяется тангенциальными составляющими тепловых скоростей частиц и дифракционным эффектом; в случае И. м. получается более высокое разрешение благодаря бо́льшей массе частицы и более высокому напряжению, требующемуся для образования ионов, по сравнению с напряжением, необходимым для автоэлектронной эмиссии. Разрешение И. м. зависит от поляризуемости молекул газа α, величины поля, радиуса и темп-ры острия. Для данного радиуса острия при данной темп-ре поляризуемость является определяющим фактором. Малая величина α делает гелий наиболее подходящим газом для заполнения И. м. ($\alpha_{He} = 0{,}2 \cdot 10^{-24}$ *см*^{3}). Понижение темп-ры до значений, достаточных для аккомодации молекул, очень сильно увеличивает разрешение. Оптимальное разрешение для гелия (5Å) получается при темп-ре жидкого водорода (22° K), когда ионы образуются из вновь испаряющихся с поверхности острия атомов, как раз на внутренней границе ионизационной зоны. Локальное распределение поля на таком расстоянии от поверхности достаточно хорошо выявляет атомную структуру острия. Жидкий гелий безопасен в обращении и поэтому более приемлем для охлаждения острия, он дает темп-ру на 4° K ниже темп-ры, необходимой для получения оптимального изображения на экране.

На рис. 2, *а*, *б* показаны изображения поверхности вольфрамового острия радиусом 950 Å при увеличении в 10^6 крат в электронном проекторе и в гелиевом проекторе при темп-ре 22° K. Грани {100} и {112} с наиболее плотной и сглаженной упаковкой атомов проявляются на изображении рис. 2, *б* темными симметрично расположенными областями. Бисерноценочечная структура ступеней решетки, окружающих эти грани, хорошо различимая в виде мелких светлых точек, получается за счет разрешения отдельных атомов в вершинах элементарных ячеек решетки кристалла. Грани зон {111} образованы плотно упакованными цепочками, на отдельных местах к-рых можно различить точки с расстоянием 2,74 Å. В водородном И. м. при комнатной темп-ре достигается разрешение 6 Å, при охлаждении до темп-ры жидкого водорода — 4,5 Å.

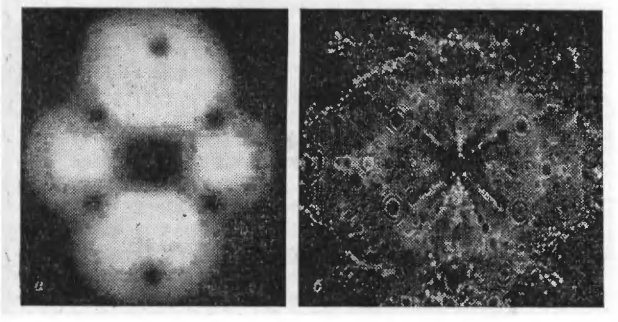


Рис. 2. Изображение монокристаллического вольфрамового острия радиусом 950 Å; увеличение 10^6; *а* — в электронном проекторе, *б* — в гелиевом ионном проекторе при температуре 22° K.

Сильное поле ($450 \cdot 10^6$ *в/см*), необходимое для ионизации гелия, ограничивает применение гелиевого проектора только тугоплавкими металлами (W, Re, Ta, Mo, Pt, Ir, Rh, Pd), обладающими высокой прочностью на разрыв (720 *кг/мм*^{2}). При еще бо́льшей напряженности поля ($550 \cdot 10^6$ *в/см*) W испаряется полем при темп-ре жидкого водорода со скоростью примерно 1 атомный слой в *сек*, что успешно применяется для «полировки» острия, изготовленного электролитич. травлением, до атомной гладкости и чистоты.

Лит.: 1) Müller E. W., «Advances in electronics and electron physics», 1960, v. 13, p. 83—179; 2) Gomer R., «Advances in catalysis and related subjects», 1955, v. 7, p. 93—134; 3) Комар А. П. и Таланин Ю. Н., «Изв. АН СССР. Сер. физическая», 1956, т. 20, № 10, с. 1137; 4) Good R. H. and Müller E. W., в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, v. 21, B. — [u. a.], 1956, p. 227.

В. И. Макуха.

ИОННЫЙ МИКРОСКОП — прибор, в котором для получения изображений применяется ионный пучок, создаваемый термоионным или газоразрядным *ионными источниками*. Проходя через объект, полностью или частично прозрачный для ионов данной энергии, ионный пучок фокусируется системой электростатич. (или магнитных) линз и дает на экране или фотослое увеличенное изображение объекта (см. *Электронный микроскоп*, *Электронная оптика*).

Основным преимуществом И. м. по сравнению с электронным микроскопом является более высокая разрешающая способность, что связано с меньшей длиной де-бройлевской волны для ионов, чем для электронов (при одинаковом значении ускоряющего напряжения длина волны де Бройля $\lambda_и$ для иона в $\sqrt{m/M}$ раз меньше, чем λ_e, M и m — соответственно массы иона и электрона). Отношение минимальных разрешений И. м. и электронного микроскопа с электростатич. линзами при одинаковом ускоряющем напряжении и при учете сферич. абберации:

$$\frac{(\delta_{\min})_и}{(\delta_{\min})_e} = \left(\frac{m}{M}\right)^{3/8}.$$

(В случае магнитных линз разрешение И. м. превышает разрешение в электронных лучах всего лишь на порядок). Другое преимущество И. м. связано с меньшим влиянием изменения массы при релятивистских значениях скоростей частиц на параметры микроскопа. В выражении для релятивистского значения показателя преломления в знаменатель входит масса покоя частицы, и поэтому при прочих равных условиях влияние изменения массы тем меньше, чем больше масса покоя. Поэтому, в частности, когда классич. приближение достаточно для электронов, имеется еще больше оснований применять его для ионов. Преимуществом И. м. является также лучшая контрастность изображения. Как показывают расчеты [10], в органич. пленке толщиной 50 Å контрастность изображения, обусловленная рассеянием протонов, в неск. раз превышает контрастность, вызванную рассеянием электронов ($U = 50$ *кв*). К этому следует добавить контрастность, обусловленную нейтрализацией протонов при их прохождении через вещество объекта; число нейтрализующихся протонов пропорционально толщине объекта. Тем самым протонный микроскоп позволяет получать более контрастные (за счет большего рассеяния и явления захвата) изображения объектов даже с малыми атомными номерами.

Недостатки И. м. связаны с характером взаимодействия ионов с веществом объекта. Напр., при прохождении протонов, ускоренных напряжением в 50 *кв*, через органич. пленку толщиной в 50 Å потеря энергии протонов составляет 350 *эв* (для электронов потери $\approx$10 *эв*). Столь большие потери влекут за собой сильное разрушение объекта в И. м. и значитель-

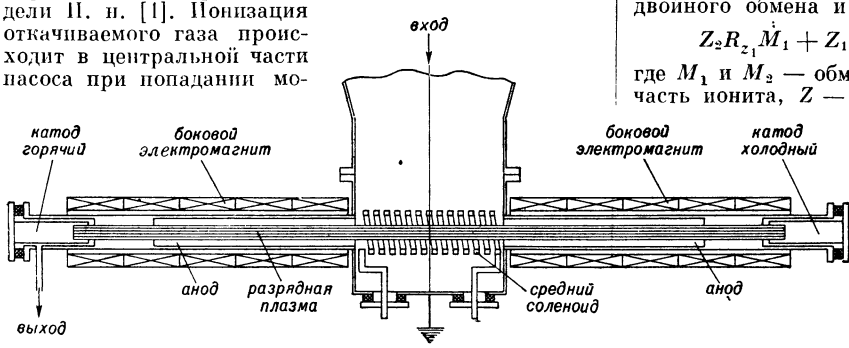
ную хроматич. ошибку. Ионы разрушают также люминофор экрана, материал к-рого следует специально подбирать для каждого типа ионов. Для фиксации ионных пучков требуются спец. фотослои. Перечисленные факторы привели к тому, что И. м. пока не вышли из стадии эксперимента. Работы по созданию протонного микроскопа начались во Франции [3, 4]. В [10] приводятся основные данные этого прибора: ускоряющее напряжение 40—50 *кв*; прибор имеет три электростатич. линзы, источник протонов — высокочастотный разряд в водороде (частота 100 мегациклов); в приборе имеется 2 диффузионных насоса, из к-рых один откачивает колонну, а другой — протонную пушку; разрешающая способность — 50 Å. При помощи протонного микроскопа были получены фотографии окиси цинка, волокон коллагена и др. В 1954 г. во Франции был построен И. м. с ионами Li на напряжение в 50 *кв* [7, 9, 11]. При теоретически возможном разрешении 0,5 Å в приборе было получено разрешение ≈80Å.

В последние годы получила развитие ионная эмиссионная микроскопия (см. *Ионный микропроектор*).

Лит.: 1) Boersch H., «Naturwissenschaften», 1942, Bd 30, H. 8, S. 711; 2) его же, «Experientia», 1948, Bd 4, fasc. 1, p. 1—5; 3) Magnan C., Chanson P., Ertaud A., «C. r. Acad. sci.», 1945, t. 220, № 22; 4) Chanson P., «Ann. Phys.», 1947, ser. 2, t. 2; 5) «Usine nouvelle», 1954, v. 10, № 5, p. 25—27; 6) Chanson P., Magnan C., «C. r. Acad. sci.», 1954, t. 238, № 17, p. 1071—73; 7) Gauzit M., «Bull. microsc. appl.», 1953, ser. 2, t. 2, № 5—6, p. 57—69; 8) Chanson P., Magnan C., «C. r. Acad. sci.», 1954, t. 238, № 18, p. 1797—99; 9) Gauzit M., «Ann. Phys.», 1954, v. 9, p. 683—730; 10) Magnan C., Chanson P., в кн.: The proceeding of the Third International Conference on electron microscopy, London, 1954, L., 1956, p. 294—99; 11) Gauzit M., там же, p. 220—94.

Ю. М. Кушнир.

ИОННЫЙ НАСОС — высоковакуумный насос, действие к-рого основано на ионизации откачиваемого газа и удалении образующихся ионов электрич. полем из высоковакуумной полости насоса в область форвакуума. На рис. приведена схема большой модели И. н. [1]. Ионизация откачиваемого газа происходит в центральной части насоса при попадании молекул газа в область мощного дугового разряда. Дуга простирается в пространстве между горячим и холодным катодами внутри полого заземленного анода и концентрируется магнитным полем вдоль оси И. н. Образующиеся положит. ионы движутся вдоль магнитного поля к катодам. Часть ионов химически взаимодействует с материалом катода, остальные ионы нейтрализуются, покидают разряд и откачиваются форвакуумным насосом или поглощаются распыленным веществом катодов. Для поддержания разряда давление газа у катодов должно быть не ниже $3 \cdot 10^{-4}$ *тор*.



Нейтральные молекулы газа, попадающие из форвакуума в центральную полость насоса, большей частью ионизуются в разряде в боковых патрубках насоса и снова выносятся в форвакуум. Величина предельной разреженности, создаваемой И. н., определяется тем, что нек-рая часть молекул газа проникает в центральную полость без ионизации, а также рекомбинацией ионов в разряде и нейтрализацией ионов, вышедших из разряда вследствие диффузии поперек магнитного поля и осевших на металлич. стенках И. н.

Характеристики И. н.: предельная разреженность $0{,}9 - 5 \cdot 10^{-6}$ *тор*; скорость откачки 3000—7000 *л/сек*; напряжение дуги 300—400 *в*; ток дуги 20—10 *а*; мощность, потребляемая насосом, 42 *квт*; долговечность катода 2—4 недели.

Существуют конструкции малогабаритных И. н. с коротким разрядным столбом [2], а также И. н. с испаряющимися графитовыми катодами, в к-ром дуга горит в сильном магнитном поле в парах углерода при давлении остаточных газов в форвакуумных отсеках $\approx 10^{-6}$—10^{-7} *тор* [3].

Достоинством И. н. является отсутствие загрязнений откачиваемого объема парами рабочей жидкости; несмотря на это, они не получили пока распространения в виде самостоятельных аппаратов из-за сложности устройства и большой потребляемой мощности, затрачиваемой в основном на создание магнитного поля.

Лит.: 1) Foster J. S., Lawrence E. O., Lofgren E. J., «Rev. Scient. Instrum.», 1953, v. 24, № 5, p. 388; 2) Льюс Дж. С., «Атомная техника за рубежом», 1958, № 12; 3) Ковальский Г. А., Кучай С. А., «ПТЭ», 1960, № 2.

М. П. Виноградов.

ИОННЫЙ ОБМЕН (ионообменная сорбция) — обмен ионов между раствором и *ионитом* — твердой фазой, способной поглощать ионы из раствора, выделяя при этом в раствор эквивалентное количество др. ионов. При соприкосновении ионита, насыщенного одним ионом, напр. H^+, с раствором, содержащим др. ионы, напр. Na^+ и Ca^{2+}, происходит обмен ионов между раствором и ионитом: в растворе уменьшаются концентрации Na^+ и Ca^{2+} и появляется эквивалентное количество ионов H^+.

Единого мнения о механизме И. о. нет. Ряд авторов считает [1, 7], что И. о. аналогичен химич. реакции двойного обмена и протекает по ур-нию

$$Z_{z_2}R_{z_1}M_1 + Z_{z_1}M_{z_2} \rightleftharpoons Z_{z_1}R_{z_2}M_2 + Z_{z_2}M_{z_1},$$

где M_1 и M_2 — обменивающиеся ионы, R — органич. часть ионита, Z — валентность соответствующих ионов, а ионообменное равновесие описывается ур-нием, аналогичным *действующих масс закону* [1—4, 7, 9]. Др. авторы [2, 7] рассматривают поверхность зерен ионита как полупроницаемую мембрану, по обе стороны к-рой устанавливается равновесное распределение ионов, соответствующее *Доннана равновесию*. Для случая И. о. на набухающих ионитах предложена осмотич. теория И. о. [7], рассматривающая набухший ионит как *полиэлектролит*, степень набухания к-рого изменяется при замене одного иона на другой. Согласно этой теории, набухание смолы в растворителе происходит до тех пор, пока разности осмотических давлений внешнего и внутреннего раствора не уравновешиваются упругостью растянутой сетки смолы. Эта теория, однако, не учитывает изменений взаимодействий ионов с ионитом, связанных с изменением степени набухания. Влияние степени набухания ионитов на избирательность поглощения ионов показано в работе [8]. В более общем виде зависимость ионообменного равновесия от свойств ионного обменника, обменивающихся ионов и растворителя получена при рассмотрении ионитов как нерастворимых высокомолекулярных полиэлектролитов на основании общей теории электролитической диссоциации. При таком подходе было получено

ур-ние, связывающее константу обмена с энергией набухания различных ионных форм обменника и энергией сольватации ионов в растворе [6].

Избирательность понообменной сорбции характеризуется термодинамич. константой понообменного равновесия — т. н. константой обмена K, коэффициентом избирательности k, соответствующим K при замене активностей ионов их концентрациями, а также коэффициентом распределения D — отношением равновесной концентрации иона в ионите к его концентрации в равновесном растворе. Отношение коэффициентов распределения двух ионов, полученных в одинаковых условиях, — т. н. коэффициент разделения, показывает, во сколько раз адсорбируемость одного иона в данных условиях превышает адсорбируемость др. иона. В отличие от термодинамич. константы И. о., k и D, как правило, не сохраняют постоянства при широком варьировании молярных долей в фазе обменника. Изменения значений k могут быть обусловлены как изменением активности ионов в фазе обменника, так и изменением объема ионита и внутреннего давления. Они возрастают при увеличении различий в свойствах обменивающихся ионов и при увеличении поперечной сшивки ионита.

На положение понообменных равновесий существенное влияние оказывают свойства как ионитов, так и обменивающихся ионов. Как правило, для однотипных ионов сродство иона к иониту повышается при уменьшении радиуса гидратированного иона и увеличении его заряда. Однако избирательность И. о. и последовательность изменения сродства ионов к иониту существенно зависят также и от характера ионогенной группы. Напр., имеет место обращение последовательности изменения сродства ионов щелочных металлов на карбоксильных фосфатных катионитах по сравнению с сульфокатионитами. Избирательность повышается также при увеличении степени поперечной сшивки, которое вызывает уменьшение набухаемости ионита (рис. 1). Избирательность поглощения из неводных или смешанных растворителей существенно зависит от величины дипольного момента и диэлектрич. проницаемости ε растворителя: в ряде случаев (вода — метиловый спирт, вода — этиловый спирт) получена линейная зависимость логарифма константы обмена от $1/\varepsilon$. Повышение температуры может как уменьшать, так и увеличивать избирательность поглощения ионов (рис. 2). Абс. величины и знак тепловых эффектов понообменной сорбции зависят от природы обменивающихся ионов и структуры ионита. Как правило, абс. величины тепловых эффектов возрастают при увеличении степени поперечной сшивки ионита.

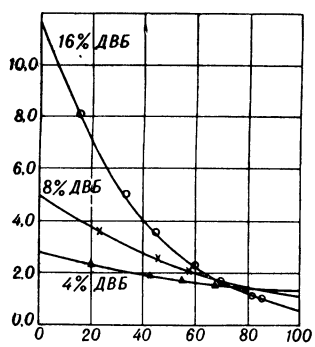


Рис. 1. Изменение коэффициентов избирательности при обмене Cs — H^+ на катионите дауэкс-50 с различным содержанием дивинилбензола (ДВБ), т. е. с различной степенью поперечной сшивки.

Процесс обмена ионов между раствором и ионитом состоит из диффузии вытесняющего иона из раствора к поверхности зерна и в зерне к месту обмена, реакции обмена между ионами внутри зерна и обратной диффузии вытесненного иона от места обмена к поверхности зерна и от поверхности зерна в раствор [2]. В отличие от ионных реакций в растворе, И. о. в гетерогенной среде протекает с измеримыми скоростями, определяющимися в большинстве случаев скоростью диффузионных процессов (внешняя и внутренняя диффузия). Химич. кинетика оказывается существенной, напр., при обмене H^+ на слабокислотных катионитах. Как в случае внутридиффузионной, так и в случае внешнедиффузионной кинетики (диффузии через неподвижную пленку, окружающую частицу) скорость процесса возрастает при уменьшении диаметра зерен ионита и повышении температуры. Относительное влияние внешнедиффузионной кинетики возрастает при увеличении коэффициента распределения или при уменьшении концентрации раствора. На коэффициент внутренней диффузии существенное влияние оказывает структура ионита. Увеличение степени поперечной сшивки приводит к уменьшению скорости внутридиффузионных процессов вследствие уменьшения набухаемости ионита. Последнее может иметь место также и в процессе И. о., сопровождающегося изменением ионной формы обменника. Наряду с изменением степени набухания зависимость коэффициента внутренней диффузии от степени обмена обусловлена также наличием градиента электрич. потенциала, возникающего при обмене ионов с различной *подвижностью*. Поскольку коэфф. внутренней диффузии зависит от степени обмена, для сравнительной кинетич. характеристики ионитов используют коэфф. самодиффузии — коэфф. внутренней диффузии ионов при изотопном обмене, протекающем при постоянном составе ионита, напр. коэфф. внутренней диффузии Cs^{137} в Cs-ионите. Возрастание коэфф. самодиффузии ионов в ионите с уменьшением степени поперечной сшивки и с уменьшением заряда иона наиболее резко выражено для катионитов: при переходе от однозарядных катионов к двухзарядным коэфф. самодиффузии катионов уменьшается почти на порядок. Аналогичная зависимость на аниоците выражена менее резко.

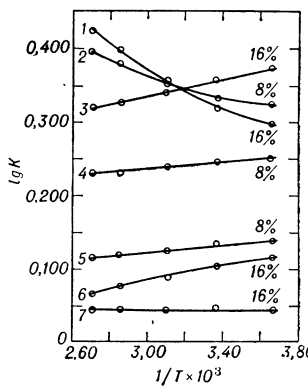


Рис. 2. Зависимость констант обмена нек-рых ионов на катионите дауэкс-50 от темп-ры и степени поперечной сшивки (содержание ДВБ в % %, числа у кривых справа). У кривых — % ДВБ: 1 и 2 — $K^{Mg^{2+}}_{H^+}$, 3 и 4 — $K^{Pb^{2+}}_{Ca^{2+}}$, 5 — $K^{Ca^{2+}}_{Cu^{2+}}$, 6 — $K^{Mg^{2+}}_{Cu^{2+}}$, 7 — $K^{Cu^{2+}}_{Zn^{2+}}$ (верхние индексы — катионы, предварительно находившиеся в растворе, нижние — в сорбенте).

Лит.: 1) Никольский Б. П., Парамонова В. И., «Успехи химии», 1939, т. 8, вып. 10, с. 1535—67; 2) Хроматографический метод разделения ионов. Сб. статей, М., 1949; 3) Ионный обмен. Сб. статей, пер. с англ., М., 1951; 4) Хроматография. Сб. статей, Л., 1956; 5) Туницкий Н. Н., Теория понообменных процессов, в кн.: Материалы совещания по применению ионного обмена в цветной металлургии, М., 1957, с. 4—16; 6) Измайлов Н. А., Электрохимия растворов, Харьков, 1959; 7) Ионный обмен и его применение. Труды Всес. совещ. по хроматографии, М., 1959; 8) Самсонов Г. В., Сорбция и хроматография антибиотиков, М.—Л., 1960; 9) Салдадзе К. М., Пашков А. Б., Титов В. С., Понообменные высокомолекулярные соединения, М., 1960; 10) Kraus K. A., Karidon E. J., «J. Phys. Chem.», 1959, v. 63, № 11, p. 1901. (Температурная зависимость некоторых катионообменных равновесий в интервале температур 0—200°).

Н. Н. Маторина.

ИОННЫЙ ПРОЕКТОР — то же, что *ионный микропроектор*.

ИОНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — *люминесценция*, возбуждаемая путем бомбардировки люминофоров ионами. Большая часть исследованных случаев И. относится к возбуждению положительными ионами с энер-

гией в несколько *кэв*. Для И. характерна большая плотность энергии возбуждения и поверхностный характер возбуждения, т. к. глубина проникновения ионов в люминофор очень мала (порядка неск. Å). Выход И. измерялся для люминофора Zn_2SiO_4 — Mn [1,2] и составляет при возбуждении ионами с энергией 6 *кэв* 4,2% для Li^+, 1,5% для Na^+, 1,2% для K^+ и 0.6% для Cs^+ от выхода катодолюминесценции того же люминофора. При уменьшении энергии ионов выход И. падает. Яркость И. довольно быстро уменьшается также из-за старения люминофоров под действием ионной бомбардировки.

Лит.: 1) Носенко Б. М. и Ягудаев М. Д., Ионолюминесценция и ее применение, «Тр. Среднеаз. ун-та. Новая сер.», 1955, вып. 65. Физ.-матем. науки, кн. 12; 2) Носенко Б. М., Струков Н. А. и Ягудаев М. Д., Люминесценция кристаллофосфоров при возбуждении ионами, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1957, т. 21, № 5, с. 701; «Оптика и спектроскопия», 1957, т. 3, вып. 4, с. 351; 3) Härdtl K. H., «Z. Phys.», 1959, Bd 157, H. 3,S. 316; 4) Quinton A. R., Anderson C. E., Knox W. J., «Phys. Rev.», 1959, ser. 2, v. 115, № 4, p. 886. *М. Д. Галанин.*

ИОНООБМЕННЫЕ СМОЛЫ — см. *Иониты*.

ИОНОСФЕРА *. Содержание:

I. Источники ионизации ионосферы 236
II. Электродинамические параметры ионосферы 236
III. Экспериментальные данные о структуре ионосферы 239
IV. Методика экспериментального изучения ионосферы 242
V. Нерегулярные процессы в ионосфере 245
VI. Тонкая структура ионосферы 246
VII. Нелинейные явления в ионосфере 246

Ионосфера — ионизованная область *атмосферы*, начинающаяся с высоты 60 *км*. Представление об И. как о верхнем проводящем слое атмосферы (Стюарт, 1878 г.), направляющем радиоволны (А. Кеннелли [1], О. Хевисайд [2]), в дальнейшем разрабатывалось Иклзом [40], предложившим механизм влияния заряженных частиц на радиоволны, М. В. Шулейкиным [3], пришедшим к выводу о существовании в И. не менее 2 слоев (ныне слои E и F), Дж. Лармором, Э. Эпплтоном и др. авторами.

До начала изучения И. при помощи ракет и искусственных спутников Земли (ИСЗ) экспериментальные данные о строении И. получались гл. обр. при помощи радиоволн, отраженных от И. Новым этапом экспериментального изучения И., позволившим во много раз увеличить размеры изучаемой области И., явилось применение для этой цели ракетной техники. При этом появилась возможность применения для изучения И. методов, аналогичных используемым для изучения плазмы газового разряда в лабораторных условиях.

Согласно результатам опытов, проведенных при помощи ловушек заряженных частиц на первых советских космич. ракетах, верхняя граница И., по-видимому, доходит до высоты $\sim$ 20 000 *км* [31], [32].

I. Источники ионизации ионосферы.

Основной источник ионизации земной атмосферы — ультрафиолетовое излучение Солнца, а также и мягкое (от 8 Å до 300Å) рентгеновское излучение, гл. обр. солнечной короны, с кинетич. темп-рой $\sim 10^6$°K. Общая интенсивность такого излучения в диапазоне 8—100 Å оценивается в 0,1 *эрг/см²·сек*.

Корпускулярные потоки, выброшенные с поверхности Солнца, частично отклоняются земным магнитным полем, двигаясь по винтовым траекториям, проникают в атмосферу Земли и, сталкиваясь с молекулами и атомами газов земной атмосферы, могут их ионизировать. Об интенсивности корпускулярного излучения можно судить гл. обр. по ионосферным и *магнитным бурям, полярным сияниям, свечению ночного неба*, радионаблюдениям во время солнечных затмений и особенностям ионизации И. На третьем советском ИСЗ [9] были зарегистрированы интенсивные потоки электронов с энергией $\sim 10^4$ *эв*. По-видимому, интенсивность корпускулярного ионизирующего излучения составляет не более 50% от интенсивности ультрафиолетового.

Общая ионизирующая способность космич. лучей очень невелика: $\sim 10^{-8}$ ионизирующей способности ультрафиолетового излучения. Ионизирующее действие ультрафиолетового излучения всех звезд оценивается в 10^{-3} действия солнечного излучения. Метеоры образуют ионизованные следы в виде узких цилиндрич. столбов диаметром в неск. *см*, быстро расширяющихся. Длина их достигает нескольких десятков *км*, линейная плотность электронной концентрации (число электронов на ед. длины ионизованного столба) 10^{10}—10^{16} электронов/*м*, длительность существования — от десятых долей *сек* до минут. По экспериментальным данным, общая роль метеорных потоков в ионизации И. незначительна; но во время метеорных ливней наблюдается рост электронной концентрации на высотах 100 *км* (слой E). Метеорная ионизация нерегулярна и зависит от времени суток и года.

Одновременно с процессом ионизации в И. происходит обратный процесс воссоединения (рекомбинации) электронов с положительными ионами и образования нейтральных молекул. Экспериментально найдены [11] следующие эффективные коэфф. рекомбинации для основных слоев И.: $\alpha_E \approx 10^{-8}$ *см³/сек*; $\alpha_{F_1} \approx 4 \cdot 10^{-9}$ *см³/сек*; $\alpha_{F_2} \approx 8 \cdot 10^{-11}$ *см³/сек* (днем); $\alpha_{F_2} \approx 3 \cdot 10^{-10}$ *см³/сек* (ночью). *А. Н. Казанцев.*

II. Электродинамические параметры ионосферы.

И. представляет собой ионизованный газ (плазму), электродинамич. параметры к-рого практически определяются движением электронов и ионов. Во всем диапазоне радиочастот (кроме весьма низких) можно пренебречь влиянием ионов на диэлектрич. проницаемость среды ε вследствие большой величины массы ионов по сравнению с электронами. Для плотности полного тока в однородной плазме без учета столкновений и действия магнитного поля Земли имеем:

$$\boldsymbol{j} = \frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + eN\boldsymbol{u},$$

где N — концентрация электронов, $\boldsymbol{E}$ — напряженность электрич. поля, $\boldsymbol{u}$ — скорость движения электрона; причем

$$m\frac{d\boldsymbol{u}}{dt} = e\boldsymbol{E}$$

(m и e — масса и заряд электрона). Для синусоидального ($e^{i\omega t}$, ω — циклич. частота) электрич. поля получаем

$$\varepsilon = 1 - 4\pi e^2 N/m\omega^2 = 1 - 3{,}18 \cdot 10^9 N/\omega^2.$$

Показатель преломления n и фазовая скорость v электромагнитной волны связаны с ε соотношениями

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}}; \qquad v = c/n = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}}}$$

(c — скорость света в вакууме).

Зависимость v и др. параметров от ω определяет дисперсионные свойства ионизованной среды. В такой среде квазимонохроматич. группа волн распространяется с групповой скоростью $w = c/\frac{d(n\omega)}{d\omega}$. С групповой скоростью переносится основная часть энергии группы волн, причем $v \cdot w = c^2$. В И. $v > c$, поэтому $w < c$.

* Принятые сокращения: ДВ — длинные волны, СВ — средние волны, КВ — короткие волны, УКВ — ультракороткие волны, МВ — метровые волны, ДМВ — дециметровые волны, СМВ — сантиметровые волны, КЧ — критическая частота, МПЧ — максимально применяемые частоты, ИСЗ — искусственный спутник Земли, ВНЗ — возвратно-наклонное зондирование.

И. — неоднородная среда со сложным пространственным распределением средней (по времени) ионизации. Простейшей моделью служит «плоская И.», в к-рой N является функцией только высоты z над «плоской Землей». Такая идеализация применяется прежде всего для рассмотрения вертикального распространения электромагнитной волны. При медленном изменении n с высотой z в области, где $\frac{\lambda_0}{2\pi}\frac{\left|\frac{dn}{dz}\right|}{n^2} \ll 1$ (λ_0 — длина волны в вакууме), справедливы законы геометрич. оптики. Если концентрация электронов монотонно увеличивается с возрастанием z, то $\varepsilon(z)$ и $n(z)$ будут уменьшаться и при $z = z_1$ обратятся в нуль, в то время как $v \to \infty$ при $z \to z_1$. В области $z \approx z_1$, где нарушаются законы геометрич. оптики, происходит процесс полного отражения электромагнитной волны. Для $z > z_1$ [$\varepsilon(z) < 0$] n становится мнимым, и бегущие волны не могут распространяться. В этой области электромагнитное поле быстро убывает с возрастанием z.

При наклонном падении происходит преломление волны в рассматриваемой неоднородной среде в соответствии с законами геометрич. оптики (за исключением области отражения), приводящими к условию $n(z)\sin\theta = n(0)\sin\theta_0 = \text{const}$, где θ — угол между касательной к траектории луча и осью z [$n(0) \approx 1$]. Так как $n(z)$ уменьшается с возрастанием z, то траектория обращена к земной поверхности своей вогнутостью. Отражение волны происходит вблизи вершины ($\theta \approx \pi/2$). В области F на высоте $z = z_m$ (порядка 300 *км*) расположен максимум ионизации $N = N_m$ [$N_m \approx 2 \cdot 10^6$ электронов/*см*^{3} (в зимний полдень)]. Критич. частотой области F называется наибольшая (предельная) частота $\omega_{кр}$ отражающейся волны при ее вертикальном падении. При $\omega = \omega_{кр}$ в рассматриваемом приближении $\varepsilon(\omega_{кр}) = 0$ и $n(\omega_{кр}) = 0$; откуда $\omega_{кр} = \sqrt{4\pi e^2 N_m/m}$.

При волновой трактовке не существует предельной частоты отражения в строгом смысле слова. С увеличением частоты интенсивность отраженной волны непрерывно, но быстро падает в области $\omega \approx \omega_{кр}$. Однако практически можно считать, что при вертикальном падении радиоволна отражается от И. при $\omega < \omega_{кр}$ и проходит через нее при $\omega > \omega_{кр}$. Термин «критич. частота» применяется и для других областей И. (напр., области E), где имеются относительные максимумы ионизации.

Ближе к реальным условиям подходит модель, предполагающая поверхность Земли и поверхности равной плотности электронов И. концентрич. сферами.

Распространяющаяся синусоидальная электромагнитная волна приводит в колебательное движение электроны ионосферной плазмы. Сталкиваясь с нейтральными молекулами и ионами, электроны передают им часть полученной от электромагнитной волны энергии, что обусловливает поглощение волн в И. Наиболее простой метод учета среднего эффекта столкновений электронов (напр., с молекулами) состоит в том, что в ур-ние движения электрона вводится сила «трения от столкновений» — $\nu m\boldsymbol{u}$, где ν — эффективное число столкновений в 1 *сек*. В выражение плотности полного тока будет теперь входить комплексная диэлектрич. проницаемость $\varepsilon^* = \varepsilon - i\,4\pi\sigma/\omega$, где (обычная) диэлектрич. проницаемость $\varepsilon = 1 - 4\pi e^2 N/m(\omega^2 + \nu^2)$, а удельная проводимость $\sigma = \nu e^2 N/m(\omega^2 + \nu^2)$.

Применяя метод кинетич. уравнения, можно уточнить выражения для ε и σ. Этот метод приводит к зависимости ν ($\omega^2 \gg \nu^2$) от темп-ры T (в °К). Для ориентировочных расчетов эффективного числа столкновения с молекулами ν_m при высоких частотах ($\omega^2 \gg \nu_m^2$) может служить приближенная ф-ла $\nu_m = 1{,}7 \cdot 10^{11}\frac{N_m}{2{,}7\cdot 10^{19}}\sqrt{\frac{T}{300}}$, где N_m — концентрация молекул. При $T = 300$°К и атм. давлении $\nu_m = 1{,}7 \cdot 10^{11}$. Эффективное число столкновений с ионами $\nu_i = \frac{5{,}5\,N_i}{T^{3/2}}\ln\left(220\,\frac{T}{N_+^{1/3}}\right)$, причем $N_i = N_+ + N_-$ — суммарная концентрация положительных и отрицательных ионов; обычно $N_- \approx 0$, $N_i \approx N_+ \approx N$.

Уточненные выражения для ε и σ имеют вид: $\varepsilon = 1 - K_\varepsilon\left(\frac{\omega}{\nu}\right)\frac{4\pi e^2 N}{m(\omega^2+\nu^2)}$; $\sigma = K_\sigma\left(\frac{\omega}{\nu}\right)\frac{e^2 N\nu}{m(\omega^2+\nu^2)}$. Числовые значения и графики функций $K_\varepsilon\left(\frac{\omega}{\nu}\right)$ и $K_\sigma\left(\frac{\omega}{\nu}\right)$ даны в [34, 37, 38] для соударений как с молекулами, так и с ионами (с учетом и без учета межэлектронных соударений).

С помощью ε и σ определяется показатель преломления $n = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega}\right)^2} + \varepsilon}$, показатель поглощения $\varkappa = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega}\right)^2} - \varepsilon}$, фазовый коэффициент $\alpha = \omega n/c$, коэфф. поглощения $\beta = \omega\varkappa/c$. При определении эффективного поля, действующего на электрон, не учитывалась поляризационная поправка Лоренца, что для И. согласуется как с теоретическими, так и с экспериментальными результатами.

Магнитное поле Земли влияет на движение электронов ионосферной плазмы, обусловленное распространяющейся волной. Действие магнитного поля $\boldsymbol{H}$ на движущийся со скоростью $\boldsymbol{u}$ электрон определяется силой Лоренца: $\boldsymbol{F} = \frac{e}{c}[\boldsymbol{uH}]$. В частном случае постоянного однородного магнитного поля $\boldsymbol{H}_0$ электрон будет описывать окружность, если (при отсутствии других сил) начальная скорость его $\boldsymbol{u}_0$ перпендикулярна вектору $\boldsymbol{H}_0$. Частота равномерного обращения электрона массы m (гироскопич. частота)

$$f_H = \omega_H/2\pi = |e|\,H_0/2\pi mc = 2{,}8\cdot 10^6 H_0\ \textit{гц}.$$

При напряженности магнитного поля Земли в И. $H_0 \approx 0{,}5$ *э*, $f_H \approx 1{,}4$ *Мгц*. Сила Лоренца для земного магнитного поля будет входить в исходное уравнение движения электрона, так что ионосферная плазма становится анизотропной (ε_{ik}^* — тензор). По той же причине в магнитоактивной среде состояние поляризации волны зависит от внешнего магнитного поля; могут появиться дополнит. компоненты (продольные и поперечные) электромагнитного поля волны, среда становится двоякопреломляющей и возникают др. явления, характерные для анизотропной среды. При $\omega \approx \omega_H$ могут иметь место условия получения большей средней скорости движения электронов по сравнению со случаем $\boldsymbol{H}_0 = 0$; тогда, учитывая явление столкновений, можно ожидать повышенного поглощения волны при $\omega \approx \omega_H$. Если направление распространения волны составляет угол α с направлением $\boldsymbol{H}_0$, то квадрат комплексного показателя преломления равен:

$$n_{1,2}^{*2} = 1 - \frac{2v\,(1 - v - is)}{Q};$$

причем

$$Q = 2\,(1 - is)(1 - v - is) - u\sin^2\alpha \mp \mp\sqrt{u^2\sin^4\alpha + 4u\,(1 - v - is)^2\cos^2\alpha};$$

здесь $v = (\omega_0/\omega)^2$, $\omega_0^2 = 4\pi e^2 N/m$, $\sqrt{u} = \omega_H/\omega$, $\omega_H = |e|H_0/mc$ и $s = \nu/\omega$. Индекс «1» и верхний знак

радикала относятся к необыкновенной волне, а индекс «2» и нижний знак — к обыкновенной.

В магнитоактивной среде могут распространяться две в общем случае эллиптически поляризованные («нормальные») волны с разными комплексными показателями преломления (n_1^* — для необыкновенной волны, n_2^* — для обыкновенной). Фазовые скорости распространения этих волн и коэфф. их поглощения различны. Если волна распространяется вдоль оси z, а вектор $\boldsymbol{H}_0$ расположен в плоскости yOz, то при отсутствии поглощения оси эллипсов поляризации, описываемых концом проекции вектора $\boldsymbol{E}$ на плоскость xOy, для необыкновенной и обыкновенной волн параллельны осям x и y, причем большие оси эллипсов перпендикулярны друг другу, направления вращения векторов в плоскости xOy для двух волн противоположны; кроме того, имеются составляющие E_z вдоль направления распространения. Линейно-поляризованная волна, падая на поверхность раздела магнитоактивной среды, расщепляется на две эллиптически поляризованные волны.

Одним из характерных частных случаев является продольное распространение ($\alpha = 0$); тогда

$$n_{12}^{*2} = 1 - v/(1 - is \mp \sqrt{u}).$$

При отсутствии поглощения ($s = 0$)

$$n_{12}^2 = 1 - \omega_0^2/\omega\,(\omega \mp \omega_H). \qquad (*)$$

Отношение комплексных амплитуд $(E_y/E_x)_{12} = \mp i$. Следовательно, обе нормальные волны поляризованы по кругу, причем для необыкновенной волны вектор электрич. поля вращается (если смотреть вдоль направления распространения) по часовой стрелке, а для обыкновенной волны — против нее. Для необыкновенной волны направление вращения поля совпадает с направлением вращения электрона в магнитном поле $\boldsymbol{H}_0$ [причем при $\omega \to \omega_H$ наступает резонанс, см. (*)]; для обыкновенной волны рассматриваемые вращения противоположны. По этой причине фазовые скорости распространения двух волн различны ($v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$), что, в свою очередь, обусловливает в непоглощающей однородной магнитоактивной среде вращение плоскости поляризации результирующей линейно-поляризованной волны, образующейся в результате сложения электромагнитных полей обыкновенной и необыкновенной волн.

Вторым характерным частным случаем является поперечное распространение, когда угол $\alpha = \pi/2$. Для необыкновенной волны имеем:

$$n_1^{*2} = 1 - v\,(1 - is - v)/[(1-is)^2 - u - (1-is)\,v],$$

для обыкновенной волны

$$n_2^{*2} = 1 - v/(1 - is).$$

При отсутствии поглощения:

$$n_1^2 = 1 - \omega_0^2(1-\omega_0^2/\omega^2)/(\omega^2-\omega_H^2-\omega_0^2),\quad n_2^2 = 1 - \omega_0^2/\omega^2.$$

Электрическое поле обыкновенной волны действует вдоль магнитных линий внешнего поля $\boldsymbol{H}_0$; следовательно, $\boldsymbol{H}_0$ не влияет на движение электронов (вызванное электрическим полем обыкновенной волны), и поэтому обыкновенная волна распространяется так же, как и при отсутствии $\boldsymbol{H}_0$. Поле $\boldsymbol{H}_0$ обусловливает возникновение необыкновенной эллиптически поляризованной волны (E_x, E_z) с компонентом электрич. поля вдоль направления распространения волны (электрич. вектор волны расположен в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}_0$); показатель преломления и фазовая скорость распространения волны зависят от напряженности магнитного поля. Магнитное поле существенно изменяет условия распространения (и отражения) электромагнитных волн в неоднородной И. Траектории волновых нормалей обыкновенной и необыкновенной волн в верхней области образуют своеобразные петли (рис. 1).

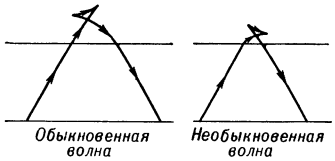


Рис. 1. Траектории волновых нормалей обыкновенной и необыкновенной волн.

В анизотропной среде вектор групповой скорости $\boldsymbol{w}$ может не совпадать по направлению с вектором волновой нормали $\boldsymbol{k}$. Волновой пакет (или группа) распространяется в среде с групповой скоростью $\boldsymbol{w} = \partial\omega/\partial\boldsymbol{k}$; причем

$$w = c\sqrt{1 + \frac{1}{n^2}\left(\frac{\partial n}{\partial \gamma}\right)^2 (1-\gamma^2)}/(n + \omega\,\frac{\partial n}{\partial \omega}),$$

а $\cos(\boldsymbol{w}, \boldsymbol{k}) = [1 + \frac{1}{n^2}\left(\frac{\partial n}{\partial \gamma}\right)^2 (1-\gamma^2)]^{-1/2}$ является косинусом угла между векторами $\boldsymbol{w}$ и $\boldsymbol{k}$; γ — косинус угла между векторами $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{H}_0$; $n = n_1$, $\boldsymbol{w} = \boldsymbol{w}_1$ — для необыкновенной и $n = n_2$; $\boldsymbol{w} = \boldsymbol{w}_2$ — для обыкновенной волны (n_1 и n_2 — действительные величины). В общем случае векторы $\boldsymbol{w}_1$ и $\boldsymbol{w}_2$ не параллельны $\boldsymbol{k}$, но расположены в плоскости, проходящей через $\boldsymbol{H}_0$ и $\boldsymbol{k}$. Групповые траектории в анизотропных средах $\frac{dx}{w_x} = \frac{dy}{w_y} = \frac{dz}{w_z}$ отличаются от фазовых (траекторий нормалей); они не имеют петель, характерных для фазовых траекторий. Кроме того, вектор групповой скорости может иметь составляющую, перпендикулярную плоскости падения; тогда групповая траектория будет пространственной кривой.

Для исследования параметров И. и для радиосвязи применяются ограниченные во времени сигналы (импульсы). Фронт импульса всегда распространяется со скоростью c (в силу инерции заряженных частиц плазмы). Передняя часть сигнала («предвестник») имеет весьма малую интенсивность по отношению к основной части сигнала. Вследствие дисперсии в И. происходит искажение формы распространяющегося импульса. На рис. 2 приведена кривая, огибающая высокочастотный квазимонохроматич. сигнал (основную его часть). Эта кривая установления сигнала аналогична кривой Френеля дифракционного поля у края плоского экрана. Отраженный от И. сигнал конечной длительности расплывается, его форма искажается, появляются зубцы. С уменьшением длительности падающего сигнала максимальная ордината отраженного сигнала уменьшается и его длительность (расплывание) увеличивается.

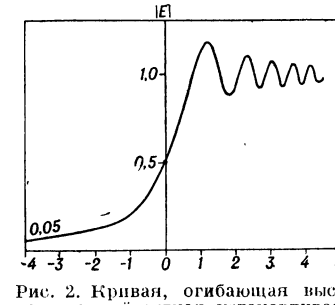


Рис. 2. Кривая, огибающая высокочастотный сигнал устанавливающегося синусоидального процесса ($\nu = 0, H_0 = 0$). τ — линейно зависит от времени.

В ионосферной плазме возможно также возбуждение плазменных колебаний и волн, а также волн других типов. Ионосферную плазму можно считать квазинейтральной. При смещении электронов относительно ионов возникают электрич. силы, обусловливающие колебания электронов (движение ионов не учитывается) с плазменной частотой $\omega_0 = \sqrt{4\pi Ne^2/m}$, удовлетворяющей (при отсутствии соударений) условию $\varepsilon(\omega_0) = 0$. Учет теплового движения электронов (пространственной дисперсии), приводящего к плазменным продольным волнам, может быть выполнен с помощью кинетич. уравнения. Учет плазменных

волн существен при распространении волн в неоднородной плазме. При наклонном падении волны с электрич. вектором в плоскости падения на слой изотропной плазмы напряженность электрич. поля неограниченно возрастала бы в точках, где $\varepsilon \to 0$, если не учитывать влияния плазменных волн и соударений.

В изотропной непоглощающей плазме при наличии ионов $\varepsilon = 1 - 4\pi e^2 N/m\omega^2 - 4\pi e^2 N_i/M\omega^2$. Если концентрация электронов N и ионов N_i одного порядка, то вклад ионов в выражение для ε весьма мал, т. к. масса иона $M \gg m$ ($m/M \approx 10^{-3}$—10^{-5}). Учет ионов необходим только при $N_i \gg N$. При наличии же магнитного поля Земли в области весьма низких частот, когда $\omega \ll \Omega_H$, где $\Omega_H = |e|H_0/Mc$ — гирочастота для ионов (напр., для ионов кислорода при $H_0 \approx 0{,}5$ э $\Omega_H \approx 300$ *сек*$^{-1}$), роль ионов становится существенной. Для учета влияния ионов на распространение волн в чисто электронно-ионной плазме ур-ние движения электронов дополняется ур-нием движения ионов. В случае весьма низких частот, когда $\omega \ll \Omega_H$ и $\omega \ll \omega_H \Omega_H/\nu_i$ (ν_i — эффективное число столкновений электронов с ионами), в плазме будут распространяться вдоль магнитного поля ($\alpha = 0$) две поляризованные по кругу (с противоположными направлениями вращения) волны с приблизительно равными фазовыми скоростями $v_1 \approx v_2 \approx v = H_0/\sqrt{4\pi\rho}$, где ρ — плотность плазмы. Эта ф-ла определяет скорость v распространения магнитогидродинамических волн. Плоскость поляризации результирующей линейно поляризованной волны из-за малой разности v_1 и v_2 будет медленно вращаться.

Ионосферную плазму в магнитном поле для весьма низких частот можно исследовать, исходя из ур-ний гидро- и электродинамики. Магнитогидродинамич. рассмотрение приводит к волнам Альфвена и к волнам др. типов (см. *Магнитная гидродинамика*).

Л. А. Жекулин.

III. Экспериментальные данные о структуре ионосферы.

Опыт показывает, что в И. существует несколько относительных максимумов ионизации, расположенных на различных высотах. Область И., содержащая относительный максимум ионизации, условно наз. ионосферным слоем. Такой слой обычно не имеет определенно выраженных нижней и верхней границ. Поэтому на практике принято определять границы, а также полутолщину слоя (расстояние от нижней границы до максимума) на основе той или иной математич. аппроксимации высотного распределения ионизации в слое (напр., параболич. законом).

Наиболее низкая (от 60 до 90 *км*) ионизованная область наз. слоем D. Слой D наименее изучен, что объясняется необходимостью применения для его исследования ДВ ионосферных станций, а также принципиальной трудностью снятия высотно-частотной характеристики этого слоя, так как, вследствие большого числа столкновений в слое, сигналы сильно поглощаются. Средняя ионизация слоя $\sim 10^3$ электронов/*см*^{3}. Так как плотность атмосферы в области D еще сравнительно велика (10^{16}—10^{14} молекул/*см*^{3}), ступенчатая *рекомбинация* должна в нем преобладать над прямой. Поэтому слой D в значительной степени является ионным слоем. У нижней границы слоя $\nu \approx 10^7$ *сек*$^{-1}$. По подсчетам, столкновения электронов с ионами и ионов между собой не могут иметь в слое D существенного значения; остаются лишь столкновения электронов и ионов с нейтральными молекулами, причем доминирующую роль играет первый вид столкновений, т. к. средняя скорость электронов гораздо больше, чем ионов [7], [39].

Основная особенность слоя D — его существование только в дневные часы. С наступлением темноты он быстро исчезает вследствие большого значения коэфф. рекомбинации. Механизм ионизации слоя D недостаточно выяснен. Этот слой является основной поглощающей областью КВ и СВ и отражающей — для ДВ.

Выше слоя D наблюдается устойчивый максимум ионизации (слой E). Высота нижней границы слоя E ок. 100 *км*, полутолщина его ≈ 20 *км*. В средних широтах днем критич. частота $f_E \approx 3$—4 *Мгц*, что соответствует электронной концентрации $N_E \approx (1\text{—}2) \cdot 10^5$ электронов/*см*^{3}. В тропич. области f_E достигает 4,5 *Мгц* ($N_E = 2{,}5 \cdot 10^5$ электронов/*см*^{3}). В дневные часы, в зависимости от зенитного расстояния Солнца χ:

$$N_E = N_{E_0} \sqrt{\cos\chi}, \qquad f_E = f_{E_0} \sqrt[4]{\cos\chi},$$

что хорошо совпадает с экспериментальными данными. Ночью f_E порядка 0,6—0,9 *Мгц* ($N_E \approx 5 \cdot 10^3$—10^4 электронов/*см*^{3}). Причины ночной ионизации слоя E недостаточно изучены. Эти формулы хорошо отображают также сезонный ход N_E и f_E. Ультрафиолетовое излучение Солнца — основной агент ионизации слоя E.

Образование слоя E на высоте, соответствующей области диссоциации O_2, указывает на ионизацию молекул O_2 как на вероятную причину возникновения этого слоя. По ракетным исследованиям, ионизация слоя E создается воздействием на O_2 излучения, соответствующего линии водорода 1025,7 Å, или же мягкого рентгеновского излучения. Иногда наблюдаются два относительных максимума ионизации E_1 и E_2.

В слое E обычно не наблюдается двойного лучепреломления. Однако доказано (Томская ионосферная станция), что в слое E все же имеется двойное лучепреломление, но что наблюдение его затруднено сильным поглощением необыкновенного компонента. Можно считать установленным, что преобладающие носители отрицательных зарядов в слое E — электроны и что поглощение определяется, в основном, столкновениями электронов с нейтральными молекулами ($\nu_E \approx 10^5$ *сек*$^{-1}$).

Характерно для слоя E большое постоянство его свойств. Он является отражающим СВ (в ночное время также ДВ), а в нек-рых случаях и КВ.

Область F днем в летние месяцы разделяется на 2 слоя F_1 и F_2. В остальное время наблюдается только слой F_2. Считают, что ионизация во всей области F обусловлена атомарным кислородом, разделение же на 2 слоя объясняется быстрым убыванием эффективного коэфф. рекомбинации с высотой, благодаря чему образуются 2 максимума равновесной электронной концентрации. Слой F_1 (высоты 180—240 *км*) по своим свойствам сильно напоминает слой E. Ионизация в нем также определяется зенитным расстоянием Солнца, достигая максимума в местный полдень. Ясно выраженное двойное лучепреломление указывает на электронную природу слоя F_1. Критич. частота $f_{F_1} \approx 4$—6 *Мгц*, что соответствует $N_{F_1} \approx (2\text{—}4{,}5) \cdot 10^5$ электронов/*см*^{3}; $\nu_{F_1} \approx 10^4 \cdot$ *сек*$^{-1}$, в основном — это столкновения электронов с нейтральными молекулами, отчасти электронов с ионами.

Слой F_2 отличается значительными особенностями. Как высота, так и электронная концентрация в нем подвергаются значительным колебаниям. Кривые суточного хода имеют 2 ясно выраженных типа: зимний и летний (рис. 3 и 4). Зимняя кривая характеризуется высоким максимумом $f_{\text{кр}}$, несколько запаздывающим относительно местного полудня, и глубоким миниму-

мом в предрассветные часы. Летняя кривая гораздо более сглажена. Обычно имеются 2 нерезко выраженных максимума (в предполуденные и предвечерние часы), более низких, чем зимний максимум. Действующие высоты $h_д$ слоя F_2 зимним днем ок. 230—250 *км*, а летним днем — до 350—400 *км*. Аномальное

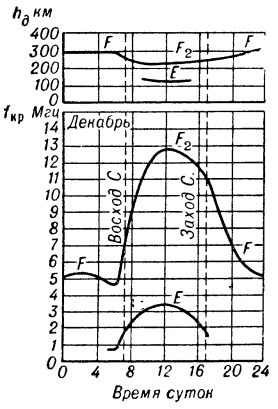


Рис. 3. Усредненный суточный ход критических частот и действующих высот слоя F зимой.

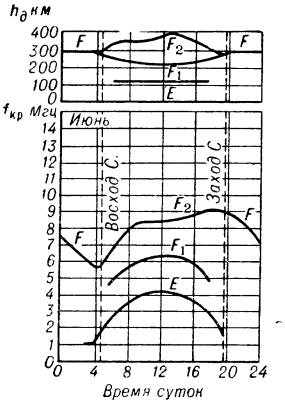


Рис. 4. Усредненный суточный ход критических частот и действующих высот слоя F летом.

поведение слоя F_2, по-видимому, связано с нагреванием верхней атмосферы, сопровождаемым расширением и подъемом воздушных масс. Однако наблюдаемые летом высокие значения $h_д$ слоя F_2 в значительной степени объясняются групповым запаздыванием радиосигналов в нижележащих слоях (особенно в F_1). Максимальная электронная концентрация в слое F_2 сильно меняется (зимним днем $\sim 2 \cdot 10^6$ электронов/*см*^{3}, зимней ночью $\sim 2 \cdot 10^5$ электронов/*см*^{3}). Полутолщина слоя F_2 меняется в течение суток и года примерно от 80 до 200 *км*.

Резко выраженное магнитоионное расщепление при отражении радиоволн указывает, что носители отрицательных зарядов в слое F_2 — электроны. Так как молекулярная концентрация в слое F_2 всего ок. 10^{10}—10^9 молекул/*см*^{3}, поглощение определяется преимущественно столкновениями электронов с ионами ($\nu \approx 10^3$—10^4 *сек*$^{-1}$). Своеобразен сезонный ход электронной концентрации слоя F_2 с минимумом летом (в июне — июле) и 2 максимумами: в феврале — марте и октябре — ноябре. Наблюдается и годовой ход: зимой (в северном полушарии) общая ионизация слоя F_2 на всем земном шаре возрастает.

Анализ экспериментальных данных мировой сети ионосферных станций показывает зависимость $f_{кр}$ для F_2 от геомагнитной широты или магнитного наклонения (рис. 5). Возможно, что ионизация слоя F_2 определяется и корпускулярными потоками Солнца, отклоняемыми земным магнитным полем. Слой F_2 имеет большое значение для дальней радиосвязи, так как он — основной отражающий слой для КВ.

Исследования И. при помощи ракет и ИСЗ показали, что И. ниже максимума слоя F_2, в отличие от обычно применявшейся ее модели, не имеет резко выраженных слоев, на что значительно ранее указывалось уже в [14, 15]. Выяснено, что электронная концентрация выше максимума слоя F_2 медленно убывает с высотой, сохраняя значения $\sim 10^6$ электронов/*см*^{3} на высотах 460—470 *км*, и что общее число электронов в столбе воздуха сечением 1 *см*^{2} выше максимума F_2 в 2—4 раза больше, чем в нижней И. Ионная концентрация на высоте $\sim$ 800 *км* достигает $1{,}9 \cdot 10^5$ ионов/*см*^{3}, а на 1000 *км* $\sim 5 \cdot 10^4$ ионов/*см*^{3}.

В И. происходят регулярные изменения, соответствующие одиннадцатилетнему циклу солнечной активности. Корреляция между числом солнечных пятен

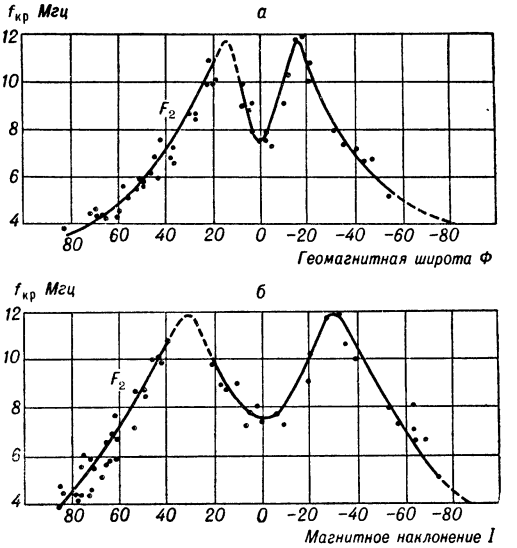


Рис. 5. Зависимость критической частоты слоя F_2 от геомагнитной широты или магнитного наклонения.

(*Вольфа число*) и $f_{кр}$ слоев И., а также другими ее параметрами выявляется только для усредненных за достаточно большой период их значений (рис. 6).

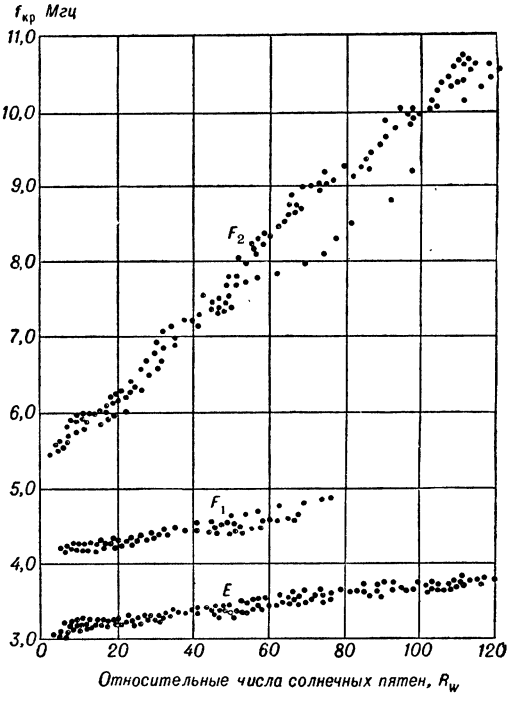


Рис. 6. Среднемесячные полуденные значения критических частот различных слоев ионосферы в зависимости от относительных чисел Вольфа.

Наиболее изменчивы f_{F_2} (в минимуме солнечной деятельности прибл. вдвое ниже, чем в максимуме), тогда как f_E и f_{F_1} изменяются за то же время примерно

на 30%. Изменение $f_{кр}$ требует изменения рабочих частот КВ радиостанций.

Наблюдениями пытались выявить ионизирующую роль ультрафиолетового и корпускулярного излучения Солнца путем наблюдений во время солнечных затмений, поскольку «затмение корпускулярных потоков» должно опережать «ультрафиолетовое затмение». Измерением времени этого опережения можно, в принципе, определить скорости частиц потока. Измерения с очевидностью говорят о роли ультрафиолетового излучения как основного ионизирующего фактора. Следы влияния корпускулярного затмения гораздо менее ясны, что, возможно, объясняется большим разбросом скоростей корпускул, вызывающим «размазывание» эффекта как во времени, так и в пространстве (из-за различного отклоняющего действия земного магнитного поля). Анализ хода электронной концентрации во время солнечных затмений позволяет выявить роль в ионизации земной атмосферы как всего диска Солнца, так и отдельных источников излучения на нем (протуберанцы, факелы, пятна), а также исследовать влияние солнечной короны. При изменении интенсивности солнечного излучения можно определить характер рекомбинации в различных областях И. и измерить значения коэфф. рекомбинации.

Изучение географич. распределения ионизации верхних слоев атмосферы важно как с физической, так и с технич. точек зрения, так как линии радиосвязи проходят через области с разными значениями $f_{кр}$. Для возможности определения электронной концентрации и $f_{кр}$ служат ионосферные карты, к-рые были составлены по экспериментальным данным впервые в СССР в 1936 г. [14 и 24]. Такие карты стали основой для радиопрогнозов и расчета линий радиосвязи. Наличие геомагнитного эффекта привело к необходимости составлять ионосферные карты слоя F_2 для отдельных зон земной поверхности. В новом виде карт дается распределение $f_{кр}$ слоя F_2 по всей земной поверхности для фиксированных часов суток (рис. 7).

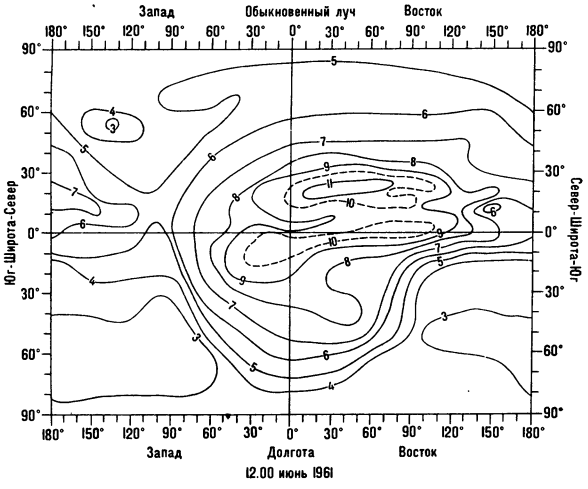


Рис. 7. Ионосферная карта слоя F_2.

Корреляция между сглаженными числами Вольфа и средними значениями $f_{кр}$ дает возможность по предсказанным числам Вольфа делать прогнозы в отношении $f_{кр}$ [25]. Такие радиопрогнозы обычно даются в виде ионосферных карт $f_{кр}$ и карт МПЧ для расстояния 4 000 *км*, построенных на 3 месяца вперед (рис. 8).

Теория происхождения ионизованных областей разработана для т. н. «простого» слоя. «Простым» называется слой, к-рый возникает под действием монохроматического ультрафиолетового излучения на однородную атмосферу с неизменной по высоте темп-рой и изменяющимся по барометрич. ф-ле давлением. Так как интенсивность проникающего сверху излучения уменьшается с приближением к Земле, а плотность

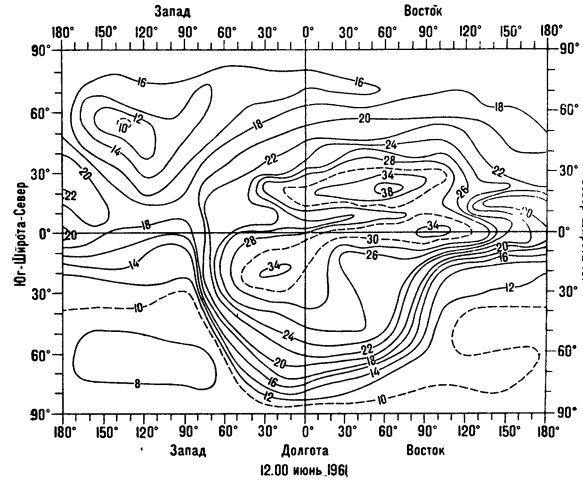


Рис. 8. Радиопрогноз в виде ионосферной карты для слоя F_2, построенной на три месяца вперед.

атмосферы увеличивается, то на нек-рой высоте должен образоваться максимум ионизации. Теория простого слоя была разработана С. И. Крючковым в 1930 г. [26], [27] и независимо от него С. Чепменом в 1931 г. [28]. Для простого слоя число вновь образующихся в единицу времени в единице объема электронов определяется по ф-ле: $I = I_0 \cdot \exp(1 - z - e^{-z}\sec\chi)$, где $z = (h - h_0)/H$; $H = RT/Mg$; h_0—уровень, на к-ром при зенитном расстоянии Солнца $\chi = 0°$, I достигает максимума I_0. Электронная концентрация на уровне z для зенитного расстояния χ: $N = N_0 \exp\left[\frac{1}{2}(1 - z - e^{-z}\sec\chi\right]$. При зенитном расстоянии χ максимальная электронная концентрация $N_{макс} = N_0\sqrt{\cos\chi}$. Этому соотношению достаточно хорошо удовлетворяет максимальная электронная концентрация в слое E; к слою E применима теория простого слоя.

Наблюдения, выполненные с помощью советских и американских ИСЗ и геофизич. ракет, свидетельствуют о наличии мощных радиационных поясов, окружающих Землю и состоящих из заряженных частиц, захваченных земным магнитным полем. Физич. характеристики радиационных поясов исследованы еще недостаточно. В 1958 г. Ван-Аллен [29] с помощью ИСЗ «Эксплорер-1» и «Эксплорер-3», траектории к-рых пролегали между широтами $\pm 30°$, обнаружил на высоте > 1000 *км* зону интенсивной радиации, носящую теперь название внутренней зоны и более детально исследованную с помощью 3-го советского ИСЗ [30]. Внутренняя зона, лежащая в интервале геомагнитных широт $\pm$ 35°—40°, в плоскости геомагнитного экватора начинается на высоте ок. 600 *км* — в западном полушарии и 1600 *км* — в восточном и простирается до расстояний порядка радиуса Земли. Долготный эффект связан со сдвигом магнитного диполя Земли относительно ее центра. Частицы, входящие в состав внутренней зоны, — протоны с энергией $\approx 10^8$ *эв*, но имеется и мягкий компонент (по-видимому, электроны с энергией $< 10^6$ *эв*). В качестве источника частиц во внутренней зоне предполагается распад нейтронов, испускаемых земной атмосферой под действием космич. лучей.

С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков и др. [30] с помощью 2-го и 3-го советских ИСЗ, первой и второй космич. ракет обнаружили и исследовали вторую — внешнюю зону радиации, пространственно разобщенную с внутренней зоной и в плоскости геомагнитного экватора начинающуюся на расстоянии $\sim$ 20 000 *км* от Земли (рис. 9); границами зоны являются магнитные силовые линии. На сравнительно небольших высотах (300 — 1500 *км*) внешняя зона наблюдается в интервале геомагнитных широт $\pm$55°—70°. Магнитное поле Земли является для заряженных частиц сравнительно небольших энергий своеобразной «ловушкой», в которой частицы могут

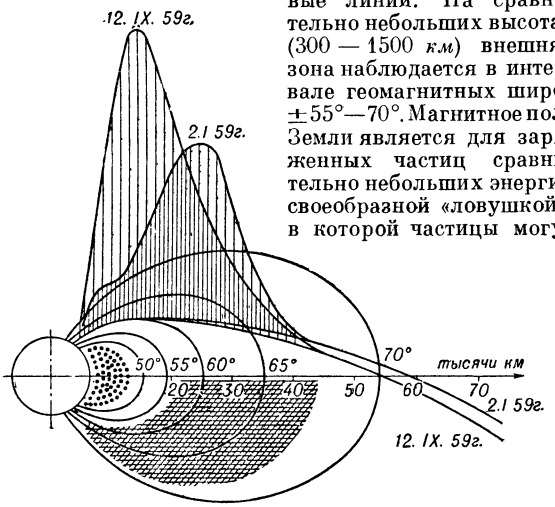


Рис. 9. Распределение поясов радиации по результатам измерений первой и второй советских космических ракет. Вертикальные линии, опирающиеся на траектории ракет, показывают относительную интенсивность радиации.

двигаться в течение весьма долгого времени. Интенсивность радиации растет по мере удаления от Земли, достигая максимума на расстояниях 3—4 радиусов Земли. По наблюдениям, выполненным во время полетов первой и второй советских космич. ракет, пространственное расположение максимумов изменяется. Частицы во втором поясе радиации, по-видимому, солнечного происхождения и могут быть разделены на компоненты: мягкий с энергиями порядка десятков *кэв*, и жесткий — с энергиями $\sim 10^6$ *эв*.

К. И. Грингауз, И. С. Шкловский и др. [32], анализируя наблюдения, проведенные при помощи ловушек заряженных частиц на первых советских космич. ракетах [31], пришли к выводу, что на расстояниях 55 000—75 000 *км* от Земли находится третий радиационный пояс, состоящий из электронов сравнительно невысоких энергий (однако $>$ 200 *эв*). О свойствах верхней части И. см. также *Атмосфера верхняя*, *Экзосфера*. Дальнейшие сведения о физич. процессах в ионосферной плазме см. *Плазма*. *А. Н. Казанцев.*

IV. Методика экспериментального изучения ионосферы.

Важной характеристикой И. является высота расположения отдельных ее слоев. При ионосферных измерениях и расчетах максимальных применяемых частот (МПЧ) широко пользуются понятием о действующих высотах $h_д$ слоев при вертикальном направлении распространения волн. Пусть вертикально направленный луч отражается на высоте $h + z_0$, где h — высота нижней границы ионизированной области. При групповой скорости $w = c\sqrt{1-80{,}8\,N\,(z)/f^2}$ [где $N(z)$ — зависимость электронной концентрации от высоты] время распространения волны

$$T = \frac{2h}{c} + \frac{2}{c}\int_0^{z_0} \frac{dz}{\sqrt{1-80{,}8N\,(z)/f^2}} = \frac{2h_д}{c}, \qquad (**)$$

где $h_д$ — действующая высота точки отражения в предположении, что скорость распространения равна c, откуда $h_{д1} = h + \int_0^{z_0} \frac{dz}{\sqrt{1-80{,}8\,N\,(z)/f^2}}$, так что $h_д > h$. Интеграл сходится во всех случаях за исключением отражения от области максимума (т. е. при подходе

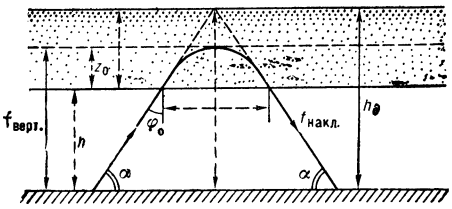


Рис. 10. Траектория луча.

к критич. частоте). Действующей высотой точки отражения при наклонном падении луча на ионизованную область наз. высоту треугольника на рис. 10.

Вертикально направленный луч частоты $f_{верт}$ и наклонный луч частоты $f_{накл} = f_{верт}\sec\varphi_0$, падающий на нижнюю границу И. под углом φ_0, отражаются на одной и той же фактич. высоте («закон секанса»). $h_д$ отражений этих лучей также одинаковы (для случая «плоской И.»). Время распространения со скоростью c по эквивалентной треугольной траектории равно действительному времени распространения по реальной криволинейной траектории. Путь

$$L_{гр} = 2\int_0^{z_0} \frac{dz}{\sqrt{1-80{,}8\,N\,(z)/f^2}}$$

называют групповым путем в И. в отличие от оптич. или фазового пути $L_ф = 2\int_0^{z_0}\sqrt{1-80{,}8\,N\,(z)/f^2}\,dz$. В И. всегда $L_{гр} > L_ф$; $L_{гр}$ позволяет определить время распространения, а $L_ф$ — фазу волны в месте приема.

Среди методов экспериментального определения $h_д$ наибольшее применение получил импульсный метод Брейта и Тьюва [4]. Периодически излучаемые радиоимпульсы принимаются на расположенном рядом приемном устройстве. На экране осциллографа приемного устройства видны импульсы: непосредственно излучаемый передатчиком и отраженный от И. По времени запаздывания определяют $h_д$ отражающего слоя. Передающая и приемная антенны должны иметь вертикальную характеристику направленности. Импульсный метод лежит в основе всех современных ионосферных станций; он пригоден и при наклонном падении волн на И.

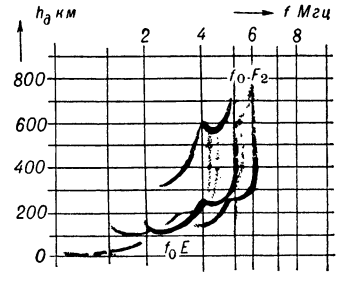


Рис. 11. Ионограмма

Импульсные установки с плавно изменяющейся в некотором диапазоне частотой позволяют получить зависимость $h_д$ от частоты передатчика (т. н. высотночастотную характеристику, или ионограмму) и, в частности, определить $f_{кр}$ отдельных слоев И., что дает важную информацию о структуре И. В таких станциях ионограмма получается сразу в виде фотоснимка с экра-

на осциллографа. В т. п. панорамных ионосферных станциях (Н. Д. Булатов) за счет применения строчной развертки и яркостной индикации на экране возникает изображение ионограммы (рис. 11). При отражении от F_1 и F_2 имеет место двойное лучепреломление. Удобны графо-аналитические и машинные методы вычисления действительных высот, основанные на ур-нии (**).

Для нужд практики радиосвязи (гл. обр. для определения оптимальных частот КВ) применяются также ионосферные станции наклонного зондирования с передатчиком и приемником по концам трассы. Проводная или радиосвязь (на КВ или ДВ) или стандарт частоты обеспечивают синхронность настроек передатчика и приемника и синхронизацию генератора развертки приемника, что позволяет определять значения МПЧ для различных слоев И. и получать т. н. дистанционно-частотную характеристику, т. е. зависимость длины пути ионосферной волны от f (Ф. Я. Заборщиков).

В ионосферных станциях возвратно-наклонного зондирования (ВНЗ), основанных на *Кабанова эффекте*, передатчик и приемник располагаются в одном пункте. Диапазон ВНЗ соответствует рабочим частотам КВ-передатчиков, а антенны излучают под небольшим углом к горизонту. Вследствие шероховатости поверхности Земли часть энергии, падающей на эту поверхность ионосферной волны, рассеиваясь, возвращается

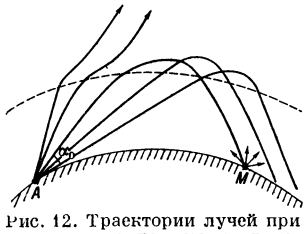


Рис. 12. Траектории лучей при возвратно-наклонном зондировании.

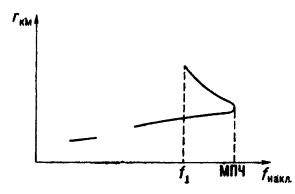


Рис. 13. Дистанционно-частотная характеристика.

к станции ВНЗ (рис. 12). Ионограммы на ВНЗ также носят название дистанционно-частотных характеристик (рис. 13). Станции ВНЗ часто снабжают поворотными антеннами с разверткой кругового обзора.

Были предложены также методы определения $h_д$, основанные на измерении угла возвышения приходящей волны и изменении расстояния между передатчиком и приемником. Последний метод пригоден только в том интервале расстояний между передатчиком и приемником, когда в место приема попадает как земная, так и ионосферная волны. По положению интерференционных максимумов и минимумов на графике зависимости силы приема от расстояния при перемещении либо передатчика, либо приемника (на автомобиле, корабле, самолете) определяют разность хода лучей, а следовательно, и высоту расположения отражающего слоя. Применяли также интерференционный метод (Э. Эпплетон и М. Барнетт [5]), основанный на непрерывном изменении частоты передатчика и наблюдении интерференционных максимумов и минимумов в приемнике. Все указанные методы позволяют определить не действительные, а лишь действующие высоты.

При изучении И. с помощью сигналов, излученных с поверхности Земли и отраженных от И. (равно как и с помощью радиоизлучения от внеземных источников, см. *Радиоастрономия*), остаются необследованными области, в к-рых электронная концентрация равна или меньше, чем в нижележащих слоях, и область выше главного максимума электронной концентрации (слой F_2). Необходимо, чтобы источники радиоволн с $f > f_{кр}$ перемещались по высоте в самой И. (с помощью ракет или ИСЗ) и наблюдались, напр., на земной поверхности. Сюда же относятся исследования при помощи установленных на ракеты или на ИСЗ приборов, показания к-рых передаются на землю радиотелеметрически.

На геофизич. ракетах Академии наук СССР были проведены измерения (К. И. Грингауз и др., 1954 г.) распределения электронной концентрации по высоте методом дисперсионного интерферометра [17—19]. На ракете, запускаемой под малым углом к вертикали, устанавливались радиопередатчики, излучавшие когерентные УКВ с частотами $f_1 = pf_2$ и f_2, где p — целое число. Сигналы этих передатчиков принимались на Земле с непрерывной регистрацией разности фаз, уровней сигналов и измерением координат ракеты оптич. и радиотехнич. методами. При выбранных рабочих частотах можно пренебречь влиянием земного магнитного поля и столкновений электронов на показатель преломления. Среднее значение электронной концентрации на небольшом интервале высот Δh, при прохождении к-рого разность фаз меняется на $\Delta\Phi$, может быть найдено из выражения

$$N_{ср} = \frac{1}{\Delta h}\int_{h}^{h+\Delta h} N(h)\,dh = \frac{cmf_2}{e^2}\,\frac{p}{p^2-1}\,\frac{\Delta\Phi}{\Delta h}.$$

Результаты опытов 1957 г. при подъемах ракет до 200 *км* (рис. 14), так же как аналогичные кривые американских авторов, подтверждают уже давно высказанное мнение [14], что «ионизованные слои E, F_1 и F_2 не существуют независимо друг от друга, а скорее представляют собой лишь отдельные выступы одной сплошной ионизованной области». Распределение ионизации в более высокой области И., полученное с помощью геофизич. ракеты, достигшей высоты 473 *км*, см. на рис. 15. Электронная концентрация выше максимума слоя медленно убывала с высотой, сохраняя значение $\approx 10^6$ электронов/*см*^{3} даже на высоте 470 *км*. При вертикальном движении полностью стабилизированной ракеты возможно исследовать распределение электронной концентрации в зависимости от высоты, наблюдая вращение плоскости поляризации (*Фарадея явление*), если и на Земле и на ракете применять линейно-поляризованные антенны. Вращение плоскости поляризации регистрируется в виде перио-

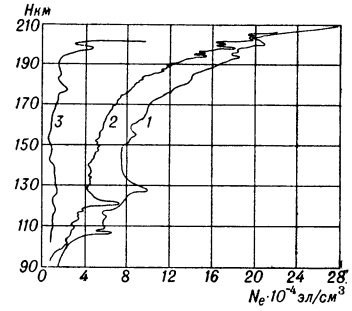


Рис. 14. Распределение электронной концентрации по наблюдениям в 1957 г.: 1) 1—16 мая 6 ч. 18 *мин*, 2) 2—25 августа 6 ч. 27 *мин*, 3) 3—9 сентября 19 ч. 52 *мин*.

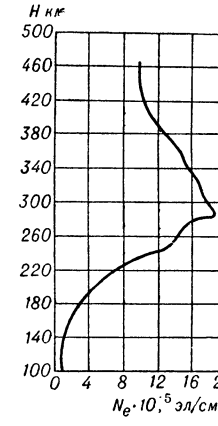


Рис. 15. Распределение электронной концентрации по наблюдениям 21 февр. 1958 г.

дич. замираний (рис. 16). Расстояния между минимумами $\Delta L \simeq \Delta h$, определяемые по известным координатам ракеты, соответствуют повороту плоскости поляризации на 180°. Если компонент H_L земного магнитного поля вдоль направления распространения известен и не меняется на пути $\Delta L \approx \Delta h$, то сред-

нее значение электронной концентрации на участке будет $N_{ср} = \frac{2\pi^2 c^2 m^2 f^2}{e^3} \cdot \frac{1}{\Delta h} \cdot \frac{1}{H_L}$ [19] (см. рисунок 17). В методе исследования электронной концентрации по

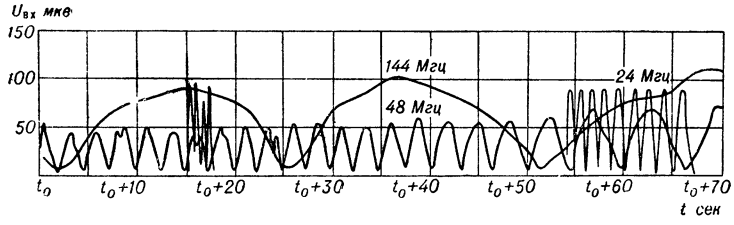


Рис. 16. Участок кривых изменения во времени уровней сигналов, принимавшихся во время полета ракеты 27 августа 1958 г. (кривая для f_3 = = 24 *Мгц* приведена неполностью).

наблюдениям *Доплера эффекта* (США, 1947 г. [20]) измеряется разность доплеровских сдвигов частот. С ракеты посылались радиосигналы на двух частотах

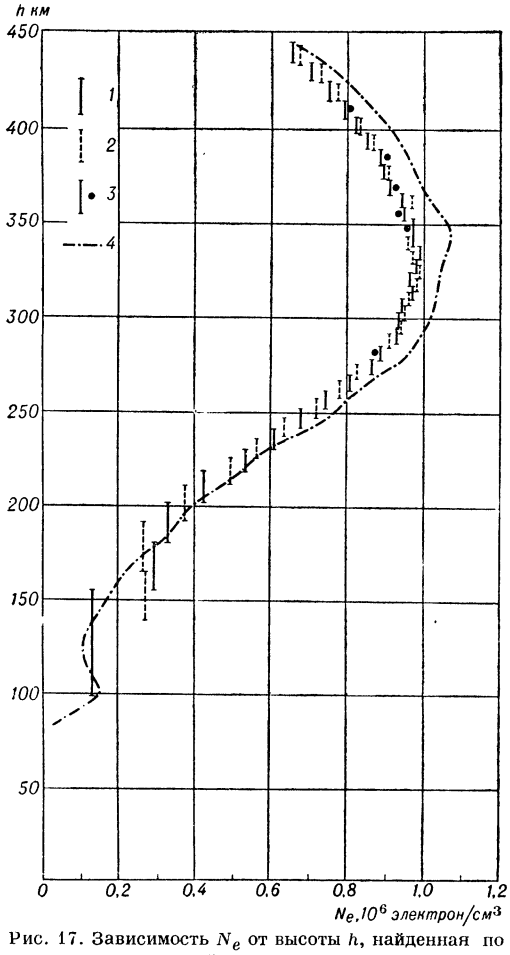


Рис. 17. Зависимость N_e от высоты h, найденная по измерениям эффекта Фарадея 27 августа 1958 г.: 1) по совпадающим данным двух пунктов; 2) по данным третьего пункта; 3) совпадающие значения в трех пунктах; 4) кривая, полученная дисперсионным методом в то же время (на радиоволнах с частотами 144 и 148 *Мгц*).

$f_1 = p \cdot f_2$ и на f_2. На приемной станции меньшая частота умножалась в p раз и интерферировала с большей частотой, образуя биения. Распределение электронной концентрации до высот 200 *км* по своему характеру мало отличается от полученного советскими авторами (рис. 18).

Я. Л. Альперт и др. [21] оценивали ионизацию верхней области И. по наблюдению отставания истинного восхода первого ИСЗ от «радиовосхода» и «радиозахода» от истинного захода. А. Н. Казанцев и др. [22] определяли коэфф. поглощения радиоволн в И. по измерениям напряженности электрич. поля от ИСЗ. Советские ИСЗ в Северном полушарии в нек-рые промежутки времени находились ниже, выше или возле максимума электронной концентрации слоя F_2, что позволило определить поглощение Г как во всей толще ионосферы, так и в отдельных областях ее и сделать выводы о распределении ионизации в верхней области слоя F_2 (рис. 19).

Метод изучения концентрации положительных ионов при помощи ионных «ловушек» (Рингауз и др.) применен на 3-м ИСЗ, на к-ром были установлены 2 сферич. ловушки на диаметрально противоположных сторонах спутника. Ловушка представляет собой сетчатую сферу диаметром 10 *см*, со сферич. коллектором, на к-рый подано —150 *в*. Электрич. поле внутри ловушки собирает на коллектор положительные частицы и выбрасывает из нее отрицательные. Результаты измерений [23] на высотах от 500 до 1000 *км* см. на

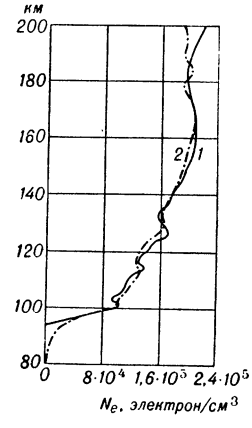


Рис. 18.

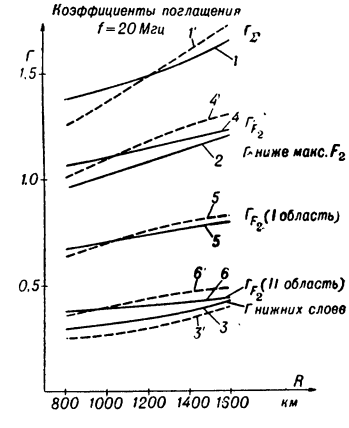


Рис. 19.

Рис. 18. Зависимости электронной концентрации N_e от высоты Z, полученные 7 мая 1954 г., 10 ч. 00 *мин.* в Белых Песках (США): 1) с помощью ракеты, 2) по ионограмме, снятой в это же время.

Рис. 19. Интегральные коэффициенты поглощения в разных областях ионосферы (сплошные линии — результаты эксперимента, пунктирные — расчета по методу, данному в [7]).

рис. 20. На первых советских космич. ракетах для изучения самой внешней области И. (наз. иногда «ионизованной геокороной») были применены трехэлектродные ловушки, в к-рых между коллектором и внешней сеткой был введен третий электрод — внутренняя сетка. Эта сетка была предназначена для подавления фотоэмиссии электронов с коллектора под действием ультрафиолетового излучения Солнца.

На геофизич. ракетах и ИСЗ для определения химич. состава ионов в И. применяют радиочастотные масс-спектрометры. На высотах 105—206 *км* преобладают ионы с массовым числом 30 (окиси азота). В верхней части траектории зарегистрированы ионы с массовым числом 16 (атомарный кислород). В интервале 230—950 *км* преобладают ионы кислорода; ионы атомарного азота составляют 5—7% от числа ионов кислорода.

Поглощение в И. можно определить на ионосферных станциях вертикального зондирования в случаях многократных отражений. На станции должен быть, помимо панорамного индикатора, индикатор с линейной разверткой. Если A_1, A_2 и т. д. — амплитуды первого, второго и т. д. отраженных сигналов, то (Γ — коэфф. поглощения): $A_2/A_1 = {}^1/_2 R \exp[-\Gamma]$, где R — коэффициент отражения от поверхности Земли ($R \approx 1$). Такой метод получил название импульсного. Применяется также метод измерения в режиме непрерывного излучения, когда приемник приходится располагать на расстоянии десятка *км* от передатчика и применять взаимно-перпендикулярные антенны. Приемником служит измеритель напряженности поля. Аналогично производятся измерения при наклонном падении луча. Широко распространен метод, основанный на измерении интенсивности космич. излучения Галактики и вероятном допущении, что колебания уровня космич. излучения обусловлены вариациями в И.

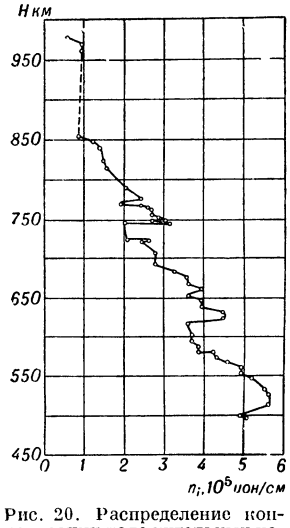


Рис. 20. Распределение концентрации положительных ионов по высоте.

Для определения частоты соударений электронов с нейтральными молекулами и атомами в области слоя F_2 пользуются приближенным соотношением $\Gamma = \nu h_д/c$ (ν — число соударений), к-рое справедливо вблизи $\omega_{кр}$, когда групповой путь много больше оптического. Измерив Γ для ряда частот вблизи критич. значения, по наклону кривой $\exp[-\Gamma] = F(h_д)$ определяют ν. Другой метод основан на явлении перекрестной модуляции в И. (см. *Люксембург-Горьковский эффект*).

Распространение и отражение радиоволн в И. обычно сопровождается поворотом плоскости поляризации. Вследствие флуктуаций электронной концентрации и движений ионизованных масс воздуха поляризация радиоволн также непрерывно меняется. Она чаще всего измеряется двухканальным приемным устройством с одинаковыми усилениями и фазовыми характеристиками каналов. Ко входу одного из каналов подводится напряжение от вертикальной антенны, ко входу второго — от одного из двух взаимно-перпендикулярных горизонтальных диполей. В один из каналов вводят аттенюатор и фазовращатель; выходные напряжения подводятся к отклоняющим пластинам электроннолучевой трубки; добиваются вырождения фигуры Лиссажу в прямую. По показаниям фазовращателя судят о поляризации приходящей волны. Переключая горизонтальные антенны, определяют составляющие эллипса поляризации. При многолучевой структуре поля необходимо применение коротких импульсов.

Направление прихода волны в горизонтальной плоскости определяют радиопеленгаторами с обычными рамочными антеннами на СВ и ДВ и с антенной Эдкока на КВ. Для гораздо более сложного определения направления прихода в вертикальной плоскости также применяют двухканальное приемное устройство, каналы к-рого соединяются с двумя антеннами, разнесенными на нек-рое расстояние в направлении распространения волны. По разности фаз определяют угол наклона. При многолучевом распространении необходимы импульсные методы.

Некоторые данные об общем содержании (интегральной концентрации) электронов в И. можно получить из радиоастрономич. наблюдений (см. *Радиоастрономия*), а о концентрациях электронов в самых высоких частях И. — из наблюдений атмосфериков (см. *Свистящие атмосферики*). *М. П. Долуханов, А. Н. Казанцев.*

V. Нерегулярные процессы в ионосфере.

Наиболее обычно нерегулярное образование спорадического слоя E_s на уровне слоя E, но с ионизацией, значительно превышающей ионизацию нормального слоя (рис. 21) [6]. Слой E_s полупрозрачен: отражения от него происходят одновременно с отражениями от вышележащего слоя. Слой E_s представляет собой скопления отдельных электронных облаков, разделенных промежутками слабо ионизованного газа, т. е. имеет «решетчатую» структуру. Однако иногда расстояния между областями уменьшаются настолько, что слой E_s экранирует вышележащие слои. Время существования слоя E_s колеблется в широких пределах, достигая неск. часов. Слой E_s возникает в ограниченной области И. Протяженность его десятки, иногда сотни *км*.

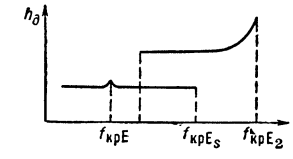


Рис. 21. Схематический вид ионосферной характеристики при возникновении слоя E_s.

В средних широтах слой E_s возникает чаще всего летом. Вероятность появления его значительно больше в высоких широтах. Отражениями от слоя E_s объясняется дальнее распространение (на 1500—2000 *км*) телевизионных сигналов на МВ. Появление слоя E_s, по-видимому, объясняется проникновением в область E корпускулярного излучения Солнца или метеорных потоков. Образование спорадических ионизованных «облаков», по-видимому, наблюдается также и в области F_2, однако F_{2s} изучен сравнительно мало.

При вторжении в атмосферу мощных потоков заряженных частиц во время извержений, происходящих на поверхности Солнца, возникают ионосферные бури, сопровождаемые магнитными возмущениями (*магнитные бури*). При этом в слое F_2 электронная концентрация уменьшается, $h_д$ возрастает и нарушается правильная структура слоя. При очень сильных магнитных бурях иногда полностью прекращаются отражения от слоя F_2. Продолжительность ионосферных бурь может доходить до нескольких дней и даже недель; они сильно нарушают, а иногда и прекращают радиосвязь на КВ.

Состояние И. в полярных областях очень часто нарушается вторжением потоков заряженных частиц, вызывающих *полярные сияния* и ионосферно-магнитные бури. В период освещенности верхней атмосферы Солнцем средние суточные изменения в слоях E, F_1 и F_2 в магнитно-спокойные дни в общем похожи на изменения в более низких широтах. Однако в темные периоды суточные изменения происходят только в слое F_2.

Отражения радиоволн во время зимних ночей происходят, по-видимому, главным образом от спорадич. слоев. Слой E_s наблюдается в полярных областях весь год, резко выражен и часто экранирует вышележащие слои. Магнитно-возмущенное состояние И. в полярных областях сильно затрудняет, а часто и нарушает радиосвязь на линиях, проходящих через эти области.

Одно из наиболее интересных явлений в И. состоит во внезапном возмущении ее состояния, вызывающем

полное прекращение коротковолновой радиосвязи на освещенной части земной поверхности (*Делинджера эффект*). Напряженность поля КВ падает до нуля или почти до нуля в течение минуты или доли минуты. Отсутствие приема продолжается несколько минут или десятков минут (до 2 часов); затем прием постепенно восстанавливается. Интенсивность явлений возрастает с уменьшением зенитного расстояния Солнца χ. Наиболее естественное объяснение этого явления то, что во время хромосферных вспышек на поверхности Солнца испускается сильное ультрафиолетовое излучение, проникающее до слоя D и вызывающее там резкое увеличение ионизации, а вследствие этого — сильное поглощение КВ. Но процессы распространения ДВ и СВ не нарушаются, так как эти волны отражаются от слоя D с повышенной ионизацией. Ракетные измерения показывают, что внезапные вспышки поглощения сопровождаются резким возрастанием излучения линии L_α водорода и мягкого рентгеновского излучения. *А. Н. Казанцев.*

VI. Тонкая структура ионосферы.

Движения потоков заряженных частиц в И. приводят к возникновению турбулентных неоднородностей электронной концентрации. Важная причина их возникновения — флуктуации ионизирующего излучения и непрерывное вторжение в атмосферу метеоров, образующих ионизованные следы на уровне слоев D и E. Еще нет достаточно надежных данных о размерах и длительности существования неоднородностей в И., особенно на уровне слоя F_2.

Рассматриваемые образования в И. характеризуются размером и степенью неоднородности. Диэлектрич. проницаемость ε ионизованного газа как случайную функцию времени и пространственных координат можно представить ф-лой $\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon\ (t, \boldsymbol{r})$, где ε_0 — постоянная часть ε, а $\Delta\varepsilon$ характеризует ее флуктуации. Статистич. связь между флуктуациями в двух точках, разнесенных на расстояние ρ, характеризуется функцией корреляции

$$C(\rho) = \frac{\overline{\Delta\varepsilon_1(t) \cdot \Delta\varepsilon_2(t)}}{\overline{(\Delta\varepsilon)^2}},$$

где горизонтальная черта означает усреднение во времени. Чем сильнее статистич. связь, тем медленнее убывает функция корреляции с расстоянием. Средний размер неоднородности можно определить величиной $a = \int_0^\infty C(\rho)d\rho$, выражающей (при изотропной турбулентности) в первом приближении радиус сферы, в пределах к-рой проявляется резко выраженная статистич. связь. Степенью или интенсивностью неоднородности называют величину $(\Delta\varepsilon/\varepsilon)^2$. Поскольку в И. причиной флуктуаций ε являются флуктуации электронной концентрации, удобнее рассматривать последнюю величину. В ионизованном газе $\varepsilon = 1 - \omega_0^2/\omega^2$, где $\omega_0 = \sqrt{4\pi e N/m}$ — плазменная частота. Из выражения для ε находим

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = -\frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2} \cdot \frac{\Delta N}{N}.$$

В диапазоне УКВ $\omega \gg \omega_0$, так что

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \approx -\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{\Delta N}{N}. \qquad (***)$$

По наблюдениям за рассеянием УКВ в И., на уровне слоев D и E средний размер неоднородностей $a \approx 200$ *м*, а $\overline{(\Delta N/N)^2} \approx 10^{-4}$; по наблюдениям же за сцинтилляциями источников космич. радиоизлучения, размер неоднородностей — порядка *км*.

Наличие движений ионизованных масс, а также турбулентность И. вызывают необходимость привлечения статистич. методов исследования. Изменчивость И. во времени порождает флуктуации поля в месте приема (см. *Замирания*). Отражение радиоволн сопровождается частичным рассеянием энергии. Отражаемую волну в ряде случаев можно рассматривать как множество элементарных волн с непрерывно меняющимися амплитудами и фазами. Тонкая структура И., ее неоднородности вызывают рассеяние радиоволн даже при $\omega > \omega_{кр}$, что особенно важно для УКВ, когда рассеяние приводит к дальнему распространению МВ. И. аналогична мутной среде в оптике. Для дальней связи на МВ пользуются или рассеянием на постоянно существующих неоднородностях в слоях D и E, или рассеянием на ионизованных следах метеоров.

По мере роста ω флуктуации ε резко уменьшаются, что и определяет возможность применения для дальней связи МВ. За счет рассеяния от неоднородностей И. при 30—60 *Мгц* возможна радиосвязь до 2000 *км*, причем общая протяженность трассы может быть в несколько раз увеличена промежуточными радиорелейными станциями. По таким линиям можно передавать до 16 телеграфных каналов или телефонных разговоров удовлетворительного качества. Ориентировочно при 50 *Мгц* для передачи по буквопечатающему аппарату 60 слов в минуту с надежностью 99% необходимо 5 *квт*, для телефонной связи на 30 *Мгц* — 10 *квт* на канал.

Радиолинии на метеорной ионизации работают по принципу прерывистой связи, при к-рой в запоминающем устройстве подлежащее передаче сообщение предварительно накапливается и передается ускоренно во время существования подходящим образом ориентированного метеорного следа. Различают 2 вида метеорных следов: недоуплотненные, с линейной плотностью электронов $\sim 10^{14}$ электронов/*м* и переуплотненные, с плотностью $> 10^{14}$ электронов/*м*. Радиоволна проходит сквозь всю толщу недоуплотненного метеорного следа, и вторичное излучение создается вынужденными колебаниями электронов в следе. В переуплотненный столб МВ не проникают, рассеиваясь от наружной оболочки. Дальность действия таких линий достигает 1500—1800 *км*. При нескольких сотнях *вт* или единицах *квт* и сравнительно простых антеннах можно одновременно передать несколько телеграфных сообщений (см. *Радиолинии метеорные*).

VII. Нелинейные явления в ионосфере.

В подавляющем большинстве случаев среда И. достаточно линейна для возможности одновременной работы без взаимных помех большого числа линий радиосвязи. Однако при значительных полях радиостанции возникают нелинейные явления.

Электрич. поле E распространяющейся синусоидальной волны изменяет скорость движения электронов ионосферной плазмы, что вызывает изменения электронной темп-ры T_e, эффективного числа столкновений $\nu\ (T_e)$, а также ε, σ и других параметров плазмы. Параметры плазмы являются функциями амплитуды E_0, и процесс распространения волны становится нелинейным. Слабое поле, незначительно влияющее на И., можно определить условием $E_0 \ll E_p$, где $E_p = \sqrt{\frac{3mk}{e^2} T\delta(\omega^2 + \nu^2)}$, наз. плазменным полем. Здесь δ — средняя относительная доля энергии, передаваемая электроном при столкновении с тяжелыми частицами, k — постоянная Больцмана. В сильных полях $(E_0 > E_p)$ нелинейные явления в плазме становятся существенными. При больших мощностях ДВ и СВ могут значительно изменять T электронов в нижней части области E.

Нелинейный эффект воздействия волны на ионосферную плазму (самовоздействие) обусловливает изменения амплитуды, фазы, глубины модуляции и частотного спектра распространяющейся волны. Сильное поле волны может изменять концентрацию электронов плазмы, порождая нелинейные условия распространения. Волна мощной радиостанции, модулированная по амплитуде, создает в И. возмущенную область с модулированными параметрами. Волны другой радиостанции, проходя через эту возмущенную область, также становятся модулированными. Это явление наз. перекрестной модуляцией (см. *Люксембург-Горьковский эффект*).

Если мощная радиостанция излучает немодулированные волны (частоты ω_1), то в возмущенной области несколько изменяются поглощение и рефракция слабой волны другой станции и создаются условия для возбуждения волн с комбинационными частотами $\omega_2 \pm 2\omega_1, \ldots$, где ω_2 — частота волны второй станции. По измеренному значению коэфф. перекрестной модуляции можно оценить ν в отражающей области, на чем основан один из методов измерения ν.

См. также: *Распространение радиоволн, Электрические токи в ионосфере, Приливы и отливы в атмосфере, Атмосферики.*

М. П. Долуханов.

Лит.: 1) Kennelly A. E., «Electrical World», 1902, v. 39, p. 473; 2) Heaviside O., Encyclopedia Britannica, v. 33, 10 ed., L. [a. o.], 1902, p. 215; 3) Шулейкин М. В., Курс радиотехники, ч. 1, М., 1923; 4) Breit G., Tuve M. A., «Terr. Magn. Atm. Electr.», 1925, v. 30, № 1, p. 15; «Nature», 1925, v. 116, № 2914, p. 357; 5) Appleton E. V., Barnett M. A. F., «Proc. Roy. Soc. London A.», 1925, v. 109, p. 621; «Nature», 1925, v. 115, p. 333; 6) Долуханов М. П., Распространение радиоволн, 2 изд., М., 1960; 7) Казанцев А. Н., Поглощение радиоволн в ионизированных слоях атмосферы, «Тр. Ин-та радиотехники и электроники», 1956, сб. № 2; 8) Исследование космического пространства с помощью ракет и спутников, «Правда», 1959, 15 июля, № 196; 9) Красовский В. И., Шкловский И. С., Гальперин Ю. И., Светлицкий Е. М., Кушнир Ю. М., Бордовский Г. А., Обнаружение в верхней атмосфере электронов с энергией около 10 кэв, в сб.: Искусственные спутники Земли, вып. 6, М., 1961, с. 113; 10) Альперт Я. Л., Распространение радиоволн и ионосфера, М., 1960; 11) Митра С. К., Верхняя атмосфера, пер. с англ., М., 1955; 12) Красовский В. И., Советские исследования ионосферы при помощи ракет и искусственных спутников Земли, в сб.: Искусственные спутники Земли, вып. 2, М., 1958, с. 36; 13) Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности, Сб. статей, под ред. Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, М.—Л., 1945; 14) Казанцев А. Н., Распределение электронной плотности в ионосфере на линии Москва—Хабаровск. Построение карт ионизации, «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1938, № 4, с. 3; 15) его же, «Электросвязь», 1938, № 1, с. 5; 16) Альперт Я. Л. [и др.], «Докл. АН СССР», 1958, т. 120, № 4, с. 143; 17) Грингауз К. И., «ДАН СССР», 1958, т. 120, № 6, с. 1234; 18) то же, Искусственные спутники Земли. Сборник, вып. 1, М., 1958, с. 62; 19) Грингауз К. И., Рудаков В. А., Измерения электронной концентрации в ионосфере до высот 420—470 км, проведенные во время МГГ при помощи радиоволн, излучавшихся с геофизических ракет АН СССР, в сб.: Искусственные спутники Земли, сб., вып. 6, М., 1961, с. 48; 20) Seddon J. C., «J. Geophys. Res.», 1954, v. 59, № 4, p. 463; 21) Альперт Я. Л., Добрякова Ф. Ф., Чудесенко Э. Ф., Шапиро Б. С., «УФН», 1958, т. 65, вып. 2, с. 161; 22) Казанцев А. Н., Романова Т. С. и Клементенко Т. Я., Поглощение радиоволн в ионосфере по радионаблюдениям за искусственными спутниками Земли, «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, вып. 9, с. 1107; 23) Грингауз К. И., Безруких В. В., Озеров В. Д., Результаты измерений концентрации положительных ионов в ионосфере методом ионных ловушек на третьем советском спутнике Земли, в сб.: Искусственные спутники Земли, вып. 6, М., 1961, с. 63; 24) Казанцев А. Н., Построение карт ионизации на 1936—1937 гг. и их применение для расчета коротковолновых линий связи, «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1938, № 7, с. 103; то же, «Электросвязь», 1938, № 3, с. 39; 25) Казанцев А. Н., Радиопрогнозы и их практическое применение для расчета рабочих частот, «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1946, № 9, с. 1305; 26) Крючков С. И., «Ж. прикладной физики», 1930, т. 7, вып. 3, с. 61; 27) его же, в кн.: Научно-техн. сборник, вып. 8, Л.—М., 1935, с. 12; «Изв. АН СССР. Серия геогр. и геофиз.», 1940, № 1, с. 125; 28) Chapman S., «Proc. Phys. Soc.», 1931, v. 43, pt 1, № 236, p. 26; «Proc. Roy. Soc. London A.», 1931, v. 132, p. 353; 29) Дж. А. Ван-Аллен, О радиационной опасности при космических полетах, «УФН», 1960, т. 70, вып. 4, с. 715; 30) Вернов С. Н. и Чудаков А. Е., Исследования космических лучей и земного корпускулярного излучения при полетах ракет и спутников, там же, с. 586; 31) Грингауз К. И., Безруких В. В., Озеров В. Д., Рыбчинский Р. Е., Изучение межпланетного ионизованного газа, энергичных электронов и корпускулярного излучения солнца при помощи трехэлектродных ловушек заряженных частиц на второй советской космической ракете, в сб.: Искусственные спутники Земли, вып. 6, М., 1961, с. 101; 32) Грингауз К. И., Курт В. Г., Морозов В. И., Шкловский И. С., Ионизованный газ и быстрые электроны в окрестности Земли и в межпланетном пространстве, в сб.: «Искусственные спутники Земли, вып. 6, М., 1961, с. 108; 33) Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн, М., 1953; 34) Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1960; 35) Sommerfeld A., Brillouin L., Über die Fortpflanzung des Lichts in dispergierenden Medien, «Ann. Physik», 1914, Bd 44, S. 203; 36) Гинзбург В. Л. и Гуревич А. В., Нелинейные явления в плазме, «УФН», 1960, т. 70, вып. 2, с. 201, вып. 3, с. 393; 37) Гуревич А. В., «ЖЭТФ», 1956, т. 30, вып. 6, с. 1112; 38) его же, там же, 1958, т. 35, вып. 2, с. 392; 39) Казанцев А. Н., Поглощение коротких радиоволн в ионосфере и напряженность электрического поля в месте приема, «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1947, № 9, с. 1107; 40) Миннно Х., Физика ионосферы, пер. с англ., М., 1938; 41) Жекулин Л. А., Распространение электромагнитных волн в ионизированной магнитоактивной среде, «Вестник электротехники», 1930, т. 2, с. 63; 42) его же, Распространение электромагнитного импульса в ионизированной среде, «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1938, № 7, с. 91; 43) его же, Отражение импульса от неоднородного ионизированного слоя, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1940, № 4, с. 409.

ИОНОФОН — электроакустич. преобразователь, действие к-рого основано на изменении состояния нагретого ионизированного воздуха. Особенность И. — применение высокочастотного коронного («факельного») разряда при атм. давлении для нагрева воздуха. И. не имеет подвижных механич. деталей и свободен от механич. резонансов. Основное преимущество И. — широкая полоса воспроизведения акустич. сигналов от слышимых частот в сотни *гц* до ультразвуковых частот в сотни *кгц*.

И. представляет собой трубку из плавленого кварца *1* (рис.) с платиновым центральным электродом *2*, имеющим на конце шарик, и металлическим кольцом *3*. Кольцо и центральный электрод образуют электрич. емкость C_2. Кварцевая трубка непрерывно переходит в акустич. рупор *4*. Для питания И. необходимо напряжение высокой частоты (0,5—35 и более *Мгц*) от 4 до 10 *кв*. Обычно питание И. осуществляется от высокочастотного генератора через резонансный трансформатор L_1, L_2. Вторичная катушка L_2 и емкость C_2 вместе с собственной емкостью провода образуют колебательный контур, настроенный в резонанс с частотой генератора. Разряд возникает у поверхности с наибольшим градиентом потенциала, т. е. на шарике центрального электрода.

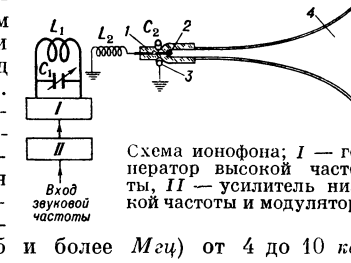


Схема ионофона; *I* — генератор высокой частоты, *II* — усилитель низкой частоты и модулятор.

Высокочастотный разряд отличается большей однородностью и стабильностью, чем разряды на постоянном токе (дуга, коронный разряд с острия), кроме того, он не сопровождается акустич. шумами. При высокочастотном разряде выделяется большое количество тепла. Темп-ра в центре разряда достигает 3400°К.

Для воспроизведения звука высокочастотное напряжение модулируется по амплитуде напряжением звуковой, а также и ультразвуковой частот. Глубина модуляции обычно не превышает 15%. Акустич. сигнал возникает вследствие изменения темп-ры и объема газа в разряде. Нагревание и охлаждение газа в разряде зависят от его теплопроводности и теплоемкости. Напр., для генерации ультразвуковых волн

выгодно пользоваться высокочастотным разрядом в гелии [2]. Частотная характеристика И. зависит от конструкции разрядной трубки и рупора. При частотах ниже 300—500 *гц* звуковое давление в разрядной трубке падает с уменьшением частоты. Кроме того, этот интервал лежит обычно ниже критич. частоты рупора. Поэтому И. практически срезает низкие частоты, и для получения равномерной частотной характеристики в системах звуковоспроизведения его следует применять в паре с электродинамич. громкоговорителем, к-рый воспроизводит низкие частоты.

Современные И. имеют нек-рые недостатки. Постепенное распыление материала электрода и осаждение его на стенках разрядной трубки ограничивает срок ее службы, т. к. возникают шумы. В современном виде И. имеет ограниченное применение в области студийного контроля и для научных исследований.

Лит.: 1) «Радио», 1956, № 2, с. 61; 2) Авт. свидетельство № 131150; 3) «Compt. rend. Acad. sci.», 1951, t. 233, № 2, p. 143; 4) «L'onde électrique», 1952, v. 32, № 304, p. 314; 5) «La nature», 1954, № 3229, Mai, p. 184. *В. Я. Афанасьев.*

ИОНЫ В АТМОСФЕРЕ — положительно и отрицательно заряженные частицы, содержащиеся в атмосфере во взвешенном состоянии. По величине подвижности K и размерам r их условно разделяют на следующие группы (K в $см^2/сек \cdot в$, r в 10^{-8} *см*):

1) Легкие	$K > 1$	$r < 7-8$
2) Средние:		
а) мелкие	$1 > K > 0{,}01$	$7-8 < r < 80$
б) крупные	$0{,}01 > K > 0{,}001$	$80 < r < 250$
3) Тяжелые:		
а) ионы Ланжевена	$0{,}001 > K > 0{,}00025$	$250 < r < 550$
б) ультратяжелые	$K < 0{,}00025$	$550 < r < 1000$

Легкие ионы в нижних слоях атмосферы представляют комплексы из нескольких газовых молекул (до 10—16), образующиеся вокруг мономолекулярных ионов под действием поляризационных сил, в высоких слоях — это молекулярные и атомарные ионы. Легкие ионы образуются под влиянием ионизаторов, из к-рых в нижних слоях атмосферы основными являются космич. лучи и излучения радиоактивных веществ, содержащихся в земной коре и в атмосфере. Тяжелые ионы образуются в результате оседания легких ионов на твердых и жидких ядрах (частицах диаметром 10^{-5}—10^{-6} *см*). Природа средних ионов еще не вполне ясна.

Заряд И. в а. равен одному элементарному заряду e; вероятность образования ионов с зарядом больше e весьма мала, кроме случаев тяжелых ионов (при $r > 10^{-6}$ *см*), но число таких ионов совершенно ничтожно (1—2 на 10 000). Интенсивность ионообразования вблизи земной поверхности составляет над океанами ок. двух пар ионов в $см^3$ за 1 *сек*, а над сушей — ок. 10 (2—25). Наряду с образованием ионов происходит и их рекомбинация. Средняя продолжительность жизни τ легкого иона в чистом воздухе значительно больше, чем в запыленном (от 30 до 1200 *сек*); для тяжелых ионов τ велико и достигает часа и более.

Концентрация легких ионов в среднем равна 400—500 ионов/$см^3$, причем положительных ионов на 10—15% больше, чем отрицательных. С высотой концентрация легких ионов и особенно их подвижность возрастают. Концентрация тяжелых ионов зависит от числа ядер в атмосфере и достигает при сильной замутненности нескольких десятков тысяч на 1 $см^3$. В разных пунктах концентрация ионов различна и сильно изменяется в зависимости от погодных условий; она имеет также суточный ход, характеризуемый для легких ионов максимумом в ранние утренние часы и минимумом около полудня; в годовом ходе максимум наблюдается в большинстве мест в теплую половину года. Изменения концентрации тяжелых ионов всегда противоположны изменениям концентрации легких.

Для измерения концентрации ионов применяются т. н. счетчики ионов (ионометры), в к-рых измеряется ток насыщения в цилиндрич. конденсаторе, образуемый ионами, содержащимися в просасываемом через конденсатор исследуемом воздухе.

Наличие И. в а. определяет ее электрич. проводимость и сложную совокупность электрич. процессов, происходящих в атмосфере.

Лит.: 1) Тверской П. Н., Атмосферное электричество, Л., 1949; 2) Курс метеорологии, под ред. П. Н. Тверского, Л., 1951; 3) Минх А. А., Ионизация воздуха и ее гигиеническое значение, М., 1958; 4) Mühleisen R., Atmosphärische Elektrizität, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. S. Flügge, Bd 48, Geophysik II, B. — Göttingen. Hdlb., 1957; 5) Israël H., Atmosphärische Elektrizität, Tl 1, Lpz., 1957. *П. Н. Тверской.*

ИОНЫ В ГАЗАХ — заряженные частицы, образующиеся из атомов или молекул при пропускании через газ пучка электронов, при освещении газа рентгеновскими лучами и т. д.

Положительные ионы образуются при удалении из электронной оболочки атома или молекулы одного или нескольких электронов. *Отрицательные ионы* возникают в результате захвата добавочного (избыточного) электрона нек-рыми молекулами.

Состав ионов, образовавшихся в газе при давлении $\leqslant 10^{-3}$ *мм рт. ст.*, может быть исследован посредством масс-спектрометра. В одноатомных и двухатомных газах возникают преимущественно однозарядные положительные ионы газа. В многоатомных газах наблюдаются разнообразные осколочные ионы, образующиеся в результате ионизации с диссоциацией молекул. Напр., при ионизации пропана C_3H_8 электронами образуются ионы: $C_3H_8^+$ (9% от общего количества ионов), $C_3H_7^+$ (7%), $C_2H_5^+$ (31%), $C_2H_4^+$ (18%), $C_2H_3^+$ (12%) и др.

Исследование спектров масс ионов позволило установить состав паров многих веществ; напр. в парах щелочно-галоидных солей (LiCl, NaCl и др.) были обнаружены димерные $[(LiCl)_2]$, $(NaCl)_2]$ и тримерные $[(LiCl)_3]$, $(NaCl)_3]$ молекулы.

Отрицательные ионы образуются только в нек-рых газах: галогенах, O_2, H_2O, NH_3 и др.; в таких газах, как H_2 и N_2, образование отрицательных ионов обусловлено, вероятно, присутствием малых примесей H_2O и O_2.

Суждение о составе И. в г. при давлениях > 1 *мм рт. ст.* основано на результатах измерения подвижности ионов. Для объяснения существования групп ионов с малой подвижностью было выдвинуто предположение о возможности образования вокруг ионов оболочки из нейтральных молекул.

Лит.: 1) Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959; 2) Field F. H. and Franklin J. L., Electron impact phenomena and the properties of gaseous ions, N. Y., 1957. *В. М. Дукельский.*

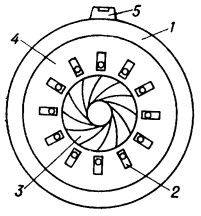
ИРИДИЙ (Iridium) Ir — химич. элемент VIII гр. периодич. системы Менделеева, принадлежит к платиновым металлам; п. н. 77, ат. в. 192,2. Состоит из двух стабильных изотопов: Ir^{191} (38,5%) и Ir^{193} (61,5%). Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов атомом И. 440 *барн*. Искусственно получены радиоактивные изотопы: Ir^{192} ($T_{1/2}$ = 74,37 дней), Ir^{194} ($T_{1/2}$ = 19 час.). Ir^{192} используется в качестве источника γ-излучения. Конфигурация внешних электронов атома $5d^76s^2$. Энергия ионизации в *эв* ($Ir^0 \rightarrow Ir^+$) 9,0; ($Ir^+ \rightarrow Ir^{2+}$) 16 (вероятно). И. — серебристо-белый, хрупкий и очень твердый металл; кристаллизуется в гранецентрированной кубической решетке с параметром a = 3,8312 Å. Атомный радиус 1,35 Å. Ионный радиус Ir^{4+} 0,65 Å. Плотность 22,4 $г/см^3$; $t°_{пл}$ 2410°; $t°_{кип}$ 5300° (здесь и далее значе-

ния темп-р даны в °С). Удельная теплоемкость 0,0312 *кал/г · град* (0—100°); термич. коэфф. линейного расширения $6{,}5 \cdot 10^{-6}$ (0—100°); удельное электросопротивление 5,40 *мком · см* (25°); темп-рный коэфф. электросопротивления $39{,}25 \cdot 10^{-4}$. Металлич. И. слабо парамагнитен с атомной магнитной восприимчивостью $35 \cdot 10^{-6}$ (при комнатной темп-ре). Механич. свойства И. при комнатной темп-ре: модуль нормальной упругости 52 000 *кГ/мм*^{2}; предел прочности при растяжении 23 *кГ/мм*^{2}; относительное удлинение 2%, твердость по Бринеллю 164 *кГ/мм*^{2}. При высокой темп-ре прочность и упругость И. значительно понижаются, пластич. свойства и относительное удлинение остаются постоянными.

И., как и другие благородные металлы, отличается большой стойкостью против действия химич. реагентов. При обычных темп-рах на воздухе не изменяется, выше 600° начинает окисляться с образованием IrO_2. Не подвержен действию обычных кислот, в царской водке медленно растворяется лишь в состоянии тончайшего измельчения. При высоких температурах соединяется с фтором, хлором, серой. В соединениях И. гл. обр. 3- и 4-валентен. Известны многочисленные комплексные соединения И., напр. хлороиридат аммония $(NH_4)_2IrCl_6$, прокаливанием к-рого обычно получают И. Чистый И. используют сравнительно редко. Иногда его применяют для термопар до 2000—2300° в паре со сплавом И. с 60% родия. Из сплавов И. изготовляют электрич. контакты и потенциометры в приборах, требующих особой точности (на это расходуется большая часть добываемого И.). В нек-рых химич. производствах применяют сосуды из сплава платины с 10% И. Из сплавов И. с осмием делают наконечники вечных перьев и детали измерительных приборов.

Лит.: 1) Рудницкий А. А., Платиноиды (Палладий, родий, иридий, рутений и осмий), М., 1959; 2) Nouveau traité de chimie minérale, publ. sous la dir. de P. Pascal, t. 19, P., 1958, p. 465—575.

ИРИСОВАЯ ДИАФРАГМА — приспособление для плавного изменения действующего отверстия оптич. прибора. И. д. — наиболее распространенный тип диафрагмы в фотографич. объективе. Помещается обычно между линзами объектива и состоит из тонких непрозрачных серповидных пластинок (рис.), к-рые, заходя друг за друга, образуют прибл. круглое отверстие. Его диаметр плавно изменяется передвижением диафрагменного кольца или связанного с ним рычага. На шкале диафрагмы даны отношения фокусного расстояния объектива к диаметру в виде чисел (напр., 1,4; 2,0; 2,8; 4; 5,6; 8; 11; 16; 22; 32), изменяющиеся в $\sqrt{2} \approx 1{,}4$ раза, что соответствует изменению освещенности (т. е. и величины выдержки) в 2 раза. Иногда на шкалах указывается диаметр отверстия.



ИРНШОУ ТЕОРЕМА — теорема электростатики, согласно к-рой помещенное в электростатич. поле заряженное тело не может находиться в устойчивом равновесии под действием только электрич. сил; при этом безразлично, каким образом тело получило заряд: благодаря ли контакту, индукции или иным способом. И. т. установлена С. Ирншоу (S. Earenshow). По известной теореме механики необходимым условием устойчивости равновесия является минимум потенциальной энергии. Следовательно, положительный заряд должен находиться в точке минимума потенциала, а отрицательный — в точке максимума потенциала (при этом потенциал самого заряда исключается из рассмотрения). Поскольку в электростатич. поле вне области создающих его зарядов потенциал φ удовлетворяет ур-нию $\nabla^2\varphi = 0$, φ не имеет ни минимумов, ни максимумов. Отсюда и следует И. т. Следствием И. т. является невозможность построить устойчивую модель атома из неподвижных зарядов, связанных между собой только электрич. силами. Для устойчивости такой модели необходимо, чтобы система была динамической.

ИРРАДИАЦИЯ — явление кажущегося увеличения размеров светлых предметов на темном фоне. При хорошем освещении белый круг и белый квадрат на черном фоне кажутся имеющими бо́льшие размеры, чем черный круг и черный квадрат на белом фоне, хотя в действительности их размеры одинаковы. В результате кажущегося расширения светлой поверхности черная тонкая нить, рассматриваемая на фоне яркого пламени, кажется прерванной. Хороший пример явлений И. представляет собой вид Луны; яркий лунный серп кажется имеющим больший поперечник, чем видимый одновременно с ним пепельно-серый диск Луны. При увеличении яркости светлого фона или светлого объекта И. растет. При малых освещенностях может наблюдаться отрицательная И. — кажущееся уменьшение размеров светлых объектов на темном фоне.

Лит.: Кравков С. В., Глаз и его работа, 4 изд., М.—Л., 1950.

ИСКАЖЕНИЯ РАДИОПРИЕМА — нарушение формы принимаемых радиосигналов, обусловленное несовершенством радиоприемного устройства или неправильным режимом его работы. И. р. приводят к тому, что спектр сигнала на выходе радиоприемника оказывается отличным от спектра сигнала, воздействующего на его вход. Искажения спектра могут быть связаны как с изменением соотношений между интенсивностями отдельных составляющих, так и с появлением новых составляющих спектра. Первое обстоятельство вызывается неравномерностью *частотной характеристики* радиоприемника, т. е. частотными искажениями, к-рые обычно связаны с фазовыми искажениями (неправильной передачей фаз гармонич. компонент). Второе обстоятельство связано с нелинейными искажениями (нелинейность усилительных каскадов).

Частотные искажения наиболее сильно выражены в низкочастотных ступенях радиоприемников. В приемниках с высокой частотной избирательностью (см. *Избирательность радиоприема*) существенные искажения могут быть связаны также с узостью полосы пропускания каскадов высокой и промежуточной частоты. В радиотелефонии и радиовещании фазовые искажения не существенны, т. к. человеческое ухо не реагирует на фазовые сдвиги между отдельными составляющими спектра звуковых колебаний, но в телевидении, фототелеграфной связи и др. они приобретают существенное значение.

Нелинейные искажения обусловлены гл. обр. выходными ступенями радиоприемника. Когда необходима малая величина нелинейных искажений выходного каскада (напр., в случае высококачественного радиовещания), применяют мощные выходные лампы в соответствующем режиме их работы.

Для снижения как нелинейных, так и частотных искажений в нек-рых случаях в усилителях низкой частоты радиоприемников применяют *отрицательную обратную связь* (см. *Коррекция искажений в усилителе*). При квадратичном *детектировании* большие искажения вносит также детектор, причем величина этих искажений возрастает прямо пропорционально глубине модуляции (см. *Модуляция колебаний*). Для уменьшения искажений при детектировании следует применять детектор с линейно-ломаной характеристикой.

В общей системе радиопередачи искажения передаваемых сигналов, помимо описанного, могут быть вызваны также искажениями в радиопередающем тракте, акустическими искажениями, искажениями при распространении радиоволн, а также действием помех, в том числе и *атмосферных помех радиоприему*.

Лит.: Сифоров В. И., Радиоприемные устройства, 5 изд., М., 1954.

А. А. Колосов.

ИСКРА ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ — см. *Искровой разряд*.

ИСКРОВАЯ КАМЕРА — прибор для регистрации траекторий заряженных частиц. И. к. состоит из одного или нескольких *искровых счетчиков*, работающих в режиме импульсного питания. Впервые И. к. была осуществлена Краншау и де Биром в 1957 г. [1]. Применение импульсного питания искровых счетчиков позволило создать качественно новый прибор, обладающий рядом преимуществ по сравнению с известными *трековыми детекторами частиц*.

На рис. 1 приведен схематич. чертеж И. к. с системой ее питания, управления и фотографирования.

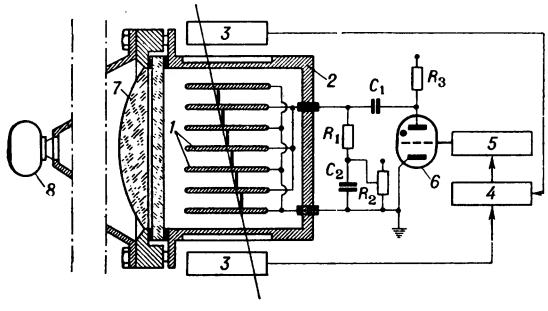


Рис. 1. Схема искровой камеры: *1* — электроды; *2* — корпус камеры; *3* — управляющие счетчики; *4* — схема совпадений; *5* — блокинг-генератор; *6* — тиратрон; *7* — цилиндрическая линза; *8* — фотографический аппарат.

Плоско-параллельные электроды помещены в замкнутый объем, к-рый может откачиваться и наполняться тем или иным газом до давления $\gtrsim 0{,}5$ *атм*. Электроды камеры могут быть выполнены в виде металлич. пластин (обычно алюминий, латунь), каркасов с натянутой на них фольгой, стеклянных пластин с проводящим покрытием (напр., SnO_2) и т. д. Площадь электродов в И. к. достигает величины ~ 1 *м*^{2}.

Электроды И. к. соединяются через один. Одна группа электродов заземляется, а на вторую группу электродов подается кратковременный (длительностью 10^{-7} *сек*) высоковольтный импульс (10—15 *кв*) каждый раз, когда И. к. пронизывает ионизирующая частица, летящая в заданном направлении. Такой режим работы И. к. осуществляется с помощью управляющих счетчиков *3*, располагающихся в потоке исследуемых частиц. Управляющие счетчики включены в схему совпадений *4*. В тех случаях, когда частица пронизывает И. к. и управляющие счетчики, возникающий импульс совпадений, сформированный блокинг-генератором *5*, поступает на сетку тиратрона *6* и поджигает его. На сопротивлении R_1 и соединенных с его верхним концом пластинах И. к. образуется высоковольтный импульс за счет тока разряда конденсатора C_1. Длительность этого импульса определяется постоянной времени цепей, соединенных с пластинами И. к. (она приближенно равна R_1C_1). Если высоковольтный импульс подается на пластины И. к. с достаточно малой задержкой во времени относительно момента прохождения частицы и амплитуда его достаточно велика, то в камере возникает хорошо видимая искра, в том месте, где заряженная частица образовала колонку ионов. Искры фотографируются фотоаппаратом через соответствующую оптич. систему (цилиндрич. линза на рис. 1). Координаты места прохождения частицы определяются по полученным фотографиям с точностью $\sim 0{,}2$ *мм* [2, 3]. Типичная фотография трека частицы в И. к. приведена на рис. 2.

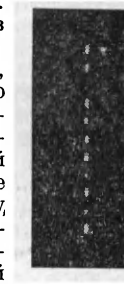


Рис. 2. Фотография следа релятивистской частицы в камере с 11 искровыми промежутками по 8 *мм*.

Для работы И. к. очень существенно, чтобы к моменту достижения пробивного напряжения в межэлектродном промежутке сохранились электроны или отрицательные ионы на пути пролетевшей ионизирующей частицы. Отрицательные ионы или электроны к этому моменту должны находиться на достаточно большом расстоянии от положительного электрода, чтобы в результате вторичной ионизации электронами могла образоваться мощная лавина, обеспечивающая развитие искрового пробоя.

Искровой пробой между электронами И. к. развивается только в тех случаях, когда выполняется условие Ретера: $\alpha_{max} \cdot x_{min} \approx 20$ (см. *Стримерная теория* [6]); здесь α—таунсендовский коэфф. ионизации газа электронами и x — расстояние наиболее удаленного от положительного электрода конца колонки электронов (или отрицательных ионов) в момент, когда электрич. поле в промежутке достигает макс. значения. Электроны в искровом промежутке движутся к положительному электроду под действием очищающего поля (10—100 *в/см*) и поля от фронтальной части высоковольтного импульса. Если высоковольтный импульс питания на электродах И. к. будет нарастать медленно и достигнет макс. значения с большой задержкой во времени, то величина x к этому моменту может оказаться меньше x_{min} и искровой разряд не разовьется. Поэтому для питания И. к. нужно применять электрич. импульсы с большой крутизной нарастания напряжения и с минимальной задержкой во времени относительно момента прохождения частицы.

При увеличении задержки вероятность образования искры между электродами в месте прохождения частицы (эффективность регистрации) уменьшается: увеличивается число случаев, когда искра не развивается. Время задержки, для к-рого вероятность регистрации частиц равна $^1/_2$, условно можно назвать временем памяти τ И. к. Для одной группы газов (воздух, азот, CO_2) время памяти определяется подвижностью отрицательных ионов, $\tau \sim 1000$ *мксек*. Для инертных газов, где отрицательные ионы не образуются, $\tau \lesssim 10$ *мксек* и определяется подвижностью свободных электронов [4].

Важной характеристикой И. к. является эффективность регистрации заряженных частиц. Она зависит от амплитуды, формы и задержки высоковольтного импульса, расстояния между электродами, рода и давления наполняющего камеру газа. Эффективность регистрации частиц для одного промежутка И. к. можно оценить, воспользовавшись соотношением

$$\varepsilon \approx 1 - \exp(-n \cdot x_{min}),$$

где n — число пар ионов, создаваемое частицей на 1 *см* пути в газе камеры, и x_{min} — минимальное расстояние от положительного электрода, на к-ром должны еще находиться электроны (или отрицательные ионы) к моменту, когда поле в межэлектродном пространстве достигает пробивного значения.

Для И. к., наполненных воздухом, величина градиента потенциала в максимуме высоковольтного импульса достигает ~ 100 *кв/см*, и камера эффективно работает, начиная с расстояния между электродами

$d \sim 0{,}5$—1 *мм*. В такой камере невозможна одновременная регистрация многих частиц. Для регистрации одной частицы в нескольких искровых промежутках их необходимо питать через развязывающие сопротивления. Для камер, наполненных инертными газами (напр., неоном), градиент потенциала достигает ~ 10 *кв/см*, и камера эффективно начинает работать при $d \geqslant 5$ *мм*. При меньших значениях d электроны, ответственные за образование искры, убираются уже началом фронта высоковольтного импульса (за времена $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ *сек*) и эффективность И. к. падает. В И. к., наполненных инертными газами, можно осуществить одновременную регистрацию многих частиц и параллельное питание искровых промежутков (рис. 1). Это связано с электронным характером памяти И. к., наполненных благородными газами, где флуктуации во времени развития отдельных искр зависят лишь от времени развития разряда. Они меньше времени, в течение к-рого может существенно измениться напряженность поля вдоль электрода. На работу И. к. существенное влияние оказывают также добавки к рабочему газу различных органич. примесей.

В настоящее время созданы различные варианты И. к. как для работы на ускорителях, так и для исследования космич. лучей. Показана возможность работы И. к. в магнитном поле. Есть конструкция И. к. с электродами в виде коаксиально расположенных цилиндров.

Представляют интерес И. к. с большим межэлектродным расстоянием (несколько *см* [5]), наполненные инертными газами. В таких камерах разряд развивается по направлению трека заряженной частицы, если наклон трека не превышает 40° (рис. 3). Как показывает эксперимент, при углах $> 40°$ возникает несколько искр в разных местах траектории проходящей частицы.

Рис. 3. Фотография следов двух космических частиц в искровой камере с расстоянием между электродами 5 *см*. В нижнем искровом промежутке виден след δ-электрона, выбитого левой частицей из электрода камеры [2].

Основные особенности и преимущества И. к.: а) простота конструкции и надежность в работе; б) возможность управления камерой при помощи быстрых электронных схем, чего нельзя делать при работе с пузырьковой камерой; в) малое время памяти, к-рое может быть доведено до 1 *мксек*, благодаря чему И. к. может работать с весьма интенсивными пучками частиц; г) относительно малое время возвращения И. к. в рабочий режим (10—100 *мсек*), что значительно увеличивает ее рабочее время (особенно при большой частоте срабатывания) по сравнению с пузырьковой камерой и камерой Вильсона; д) возможность изготовления электродов разной толщины и плотности позволяет осуществлять И. к. с большим и малым количеством вещества на пути частицы. Таким образом, И. к. можно изготовить так, то они будут либо очень эффективными, либо совсем не эффективными к регистрации нейтральных излучений (γ-кванты, нейтрино, нейтроны).

Лит.: 1) Cranshaw T. E. and Beer J. F. de, «Nuovo cimento», 1957, v 5, № 5, p. 1107—17; 2) Михайлов В. А., Ройнишвили В. Н., Чиковани Г. Е., «ПТЭ», 1961, № 1, с. 39; 3) Дайон М. И., Волынский В. Х., Потапов Л. И., там же, 1961, № 2, с. 47; 4) Баюков Ю. Д., Лексин Г. А., Сучков Д. А., там же, 1961, № 3, с. 66; 5) Fukui S. and Miyamoto S., «Nuovo cimento», 1959, v. 11, № 1, p. 113; 6) Мик Дж., Крэгс Дж., Электрический пробой в газах, пер. с англ., М., 1960, гл. 6.

Ю. Д. Баюков, М. С. Козодаев, Г. А. Лексин.

ИСКРОВОЙ РАЗРЯД — прерывистая форма электрич. разряда в газах, возникающая обычно при давлениях порядка атмосферного. В естественных природных условиях И. р. легко наблюдать в виде молнии. По внешнему виду (рисунок 1) И. р. представляет собой пучок ярких, быстро исчезающих или сменяющих друг друга нитевидных, часто сильно разветвленных полосок — т. н. искровых каналов. Эти каналы развиваются как от положительного, так и от отрицательного электрода либо начинаются в пространстве между ними; причем каналы, развивающиеся от положительного электрода, имеют четкие нитевидные очертания, а развивающиеся от отрицательного, — диффузные края и более мелкое ветвление.

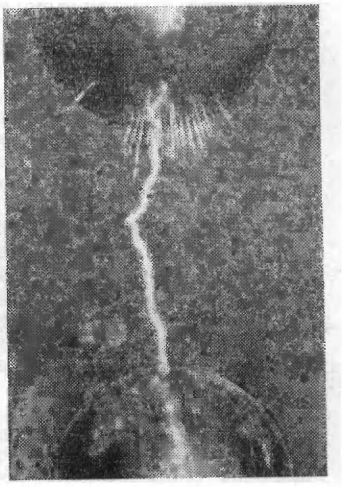


Рис. 1. Искра между шарами диаметром 1 *м*.

И. р. как конечная стадия развития разряда возникает при мощности источника тока, недостаточной для поддержания стационарного дугового или тлеющего разряда. Напряжение зажигания И. р. достаточно велико (рис. 2), однако после пробоя разрядного промежутка, когда его сопротивление становится очень малым, в цепи возникает импульс тока большой силы, напряжение на разрядном промежутке падает до значения, меньшего напряжения погасания. И. р. и разряд прекращается. После этого напряжение на разрядном промежутке вновь повышается до прежней величины и процесс повторяется. Максимальная сила тока в импульсе при И. р. меняется в широких пределах в зависимости от параметров цепи разряда и условий в разрядном промежутке, достигая значения порядка нескольких сотен *ка*. При увеличении мощности источника длительность импульса тока и производимые И. р. эффекты возрастают, а каналы производят впечатление широких полос. В этом случае разряд называется конденсированным И. р. При дальнейшем увеличении мощности источника искровой пробой разрядного промежутка приводит к образованию *дугового разряда*.

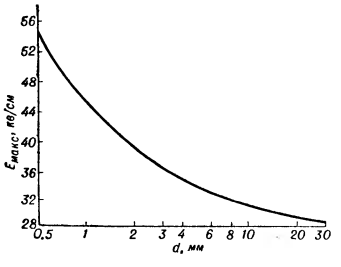


Рис. 2. Зависимость градиента пробивного напряжения E_{max} в воздухе при давлении в 1 *атм*, от расстояния между плоскими параллельными электродами.

Механизм пробоя разрядного промежутка при И. р. может быть понят на основании *стримерной теории* пробоя, согласно к-рой для пробоя разрядного промежутка необходимо выполнение двух условий: а) должно существовать определенное количественное

соотношение между полем пространственного заряда лавины и внешним приложенным полем и б) головка лавины должна излучать фотоны в количестве, достаточном для поддержания и распространения стримера. Для коротких разрядных промежутков достаточно соблюдения одного первого условия, к-рое в случае однородного электрич. поля сводится к уравнению, полученному Дж. Миком (J. M. Meek)

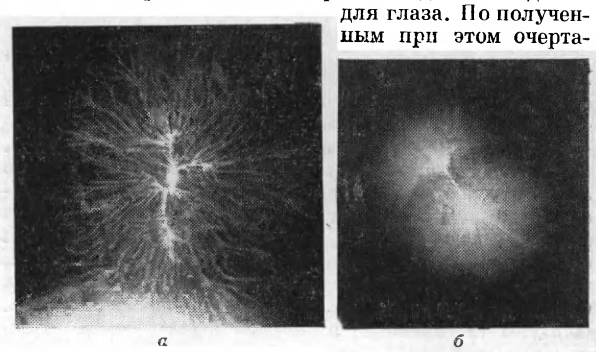
$$\frac{\alpha}{p}(pd) + \ln\frac{\alpha}{p} = 14{,}46 + \ln\frac{E}{p} - \frac{1}{2}\ln(pd) + \ln d,$$

где α — коэфф. объемной ионизации, p — давление газа, d — расстояние между электродами, а E — напряженность приложенного электрич. поля. Отсюда можно определить напряжение пробоя, если величина α/p задана как функция E/p. Из уравнения видно также, что поскольку α, p, d и E входят в него только в виде α/p, E/p и pd, за исключением последнего члена, то при И. р. *Пашена закон* должен приближенно соблюдаться. Рассчитанные согласно уравнению Мика значения пробойного напряжения поля хорошо согласуются с опытными данными при $pd > 200$ *мм рт. ст.* · *см*.

В случае неоднородного электрич. поля (острие — острие, острие — плоскость и т. п.) средняя пробойная напряженность поля при И. р. меньше, чем в случае однородного, при одинаковых значениях p и d.

Непосредственно после пробоя разрядного промежутка, когда стример связывает катод и анод узкой непрерывной проводящей нитью, начинается процесс формирования искрового канала: в месте соприкосновения стримера с катодом образуется катодное пятно; по каналу стримера с большой скоростью ($\sim 10^9$—10^{10} *см/сек*) пробегает импульс тока и распространяется обратная волна напряжения. При прохождении обратной волны напряжения в следующий промежуток времени длительностью $\sim 10^{-7}$ *сек* в канале выделяется большое количество энергии (порядка 10^6—10^7 *эрг* в каждом продольном *см* канала). В результате в канале происходит скачкообразное увеличение давления и в газе, окружающем канал, распространяется цилиндрич. ударная волна, темп-ра на фронте к-рой $\sim 10^{4\circ}$ К. В этой стадии разряда происходит быстрое расширение канала со скоростью порядка тепловой скорости атомов газа. По мере продвижения ударной волны темп-ра на ее фронте начинает падать, а сам фронт отходит от границы канала. Возникновением в процессе формирования И. р. ударных волн объясняются сопровождающие И. р. звуковые эффекты: характерное потрескивание в слабом И. р. и мощные раскаты грома в случае молнии. В более поздней стадии развития канал расширяется значительно медленнее, причем расширение связано с обусловленным ударной волной движением газа как целого и постоянным выделением энергии тока в канале. При этом, поскольку уже в момент образования ударной волны наступает почти полная ионизация в канале, нарастание тока происходит сравнительно медленно в соответствии с медленным расширением канала, если только не создаются условия для двукратной ионизации. В момент существования канала, особенно при высоких давлениях, наблюдается наиболее яркое свечение И. р. Яркость свечения неоднородна по сечению канала и имеет максимум в его центре. В спектре И. р. преобладают линии ионизованных атомов газа, в к-ром происходит разряд, и паров материала электродов.

Особый вид И. р. — скользящий И. р., возникающий вдоль поверхности раздела твердого диэлектрика, помещенного между электродами, и газа. При скользящем И. р. области разряда с преобладающими зарядами одного знака индуцируют на поверхности диэлектрика заряды другого знака, вследствие чего каналы стелются по поверхности диэлектрика. Картина скользящего И. р. может быть зафиксирована на поверхности диэлектрика и сделана видимой для глаза. По полученным при этом очерта-



а *б*

Рис. 3. Фигуры Лихтенберга; *а* — положительного скользящего разряда; *б* — отрицательного скользящего разряда.

ниям скользящего И. р. (т. н. фигурам Лихтенберга, см. рис. 3, *а*, *б*) может быть определена полярность разряда, т. к. вид И. р. сильно зависит от полярности электрода.

В случае сильно неоднородного поля при разряде с острий может возникнуть особая форма И. р. — кистевой разряд, отличающийся от собственно И. р. тем, что его каналы не пронизывают всего разрядного промежутка, а пучок их, выделяющийся на фоне общего слабого свечения газа, во много раз гуще наблюдаемого глазом пучка каналов И. р. Кистевой разряд имеет много общего с *коронным разрядом*, вследствие чего его можно рассматривать также как коронный разряд на острие с резко выраженными прерывистыми явлениями.

И. р. широко применяется в технике для инициирования взрывов или процессов горения, в качестве источника света, для измерения высоких напряжений, для резки, сверления и точной обработки металлов, а также для других целей.

См. также *Разряд высокочастотный*.

Лит.: 1) Леб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950; 2) Мик Дж., Крэгс Дж., Электрический пробой в газах, пер. с англ., М., 1960; 3) Loeb L. B., Meek J. M., The mechanism of the electric spark, L. — [a. o., 1941]; 4) Loeb L. B., Electrical breakdown of gases with steady or direct current impulse potentials, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 22, B. — [u. a.], 1956, p. 445; 5) Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950.

А. Ф. Александров.

ИСКРОВОЙ РАЗРЯДНИК обычно имеет два металлич. электрода, разделенных воздушным зазором. Применяется в качестве малоинерционного ключа в высоковольтных установках, импульсных модуляторах и др., ранее применялся в искровых радиопередатчиках. В зависимости от назначения И. р. его электроды бывают сферическими, цилиндрическими и др. Иногда И. р. снабжается третьим вспомогат. электродом; подача на этот электрод короткого высоковольтного импульса относительно одного из основных электродов приводит к образованию запального искрового разряда, вызывающего пробой основного промежутка в заданный момент времени. Напряжение пробоя И. р. зависит от размеров и формы электродов, расстояния между ними, давления и природы газа. Зависимость пробивного напряжения от расстояний между электродами, меньших диаметра шаров, имеет почти линейный характер; это позволяет пользоваться И. р. как киловольтметром для измерения напряжений порядка 500 *кв* и выше. Пробивное напряжение при сферич. форме электродов в воздухе

составляет 30 *кв* на каждый *см* расстояния между ближайшими точками электродов (см. *Измерительный разрядник*).

И. р., применяемый в импульсных модуляторах, имеет один неподвижный электрод, относительно к-рого вращается диск с неск. подвижными электродами. Электроды обычно цилиндрические и изготовляются из вольфрама. Вращающиеся И. р. способны коммутировать в импульсе мощности до 10 *Мвт* и более.

Все конструкции И. р., осуществляющие коммутацию в заданные моменты времени, имеют разброс во времени начала пробоя, что связано со статистич. механизмом развития *искрового разряда*. Величина этого разброса уменьшается при введении третьего (запального) электрода, при создании значит. перенапряжения на электродах вращающегося И. р., а также при искусственной посторонней ионизации промежутка.

Лит.: 1) Ицхоки Я. С., Импульсная техника, М., 1949; 2) Столькников И. С., Электронный осциллограф, 2 изд., М.—Л., 1949 (И. р. для безынерционной коммутации в лабораторной технике); 3) Харадж а Ф. Н., Общий курс рентгенотехники, 2 изд., М.—Л., 1956.

И. В. Иванов.

ИСКРОВОЙ СПЕКТР — спектр, характерный для излучения искрового разряда и др. высокотемпературных источников света. И. с. создается свечением ионизованных атомов, в отличие от т. н. *дуговых спектров*, т. е. спектров низкотемпературных источников, в к-рых, как правило, представлены лишь линии нейтральных атомов. В спектрах современных высокотемпературных источников света, а также в спектрах звездных атмосфер, одновременно представлены линии ряда различных ионов одного элемента; поэтому разделение спектров на дуговые и искровые является недостаточным. Для более конкретной характеристики спектр нейтрального атома обозначается римской цифрой I, спектр однократного иона — II, двукратного иона — III и т. д.

И. И. Собельман.

ИСКРОВОЙ СЧЕТЧИК — прибор для регистрации ионизирующих частиц. И. с. были впервые предложены и исследованы Кейфелем в 1948 г. [1]. И. с. обычно изготовляются в виде герметически замкнутых наполненных газом сосудов с двумя параллельно расположенными плоскими электродами, к к-рым прикладывается высокое напряжение (2—10 *кв*), такое, чтобы при прохождении ионизирующих частиц между его электродами возникал искровой пробой. Искра проскакивает в том месте, где прошедшая частица создала ионизацию газа. Уже первые исследования Кейфеля показали, что в И. с. развитие разряда происходит значительно быстрей, чем в *Гейгера — Мюллера счетчиках*.

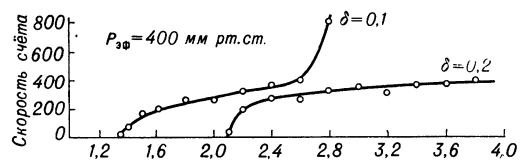
Измерения смещений во времени разрядов в двух близко расположенных счетчиках, через к-рые проходит одна и та же ионизирующая частица, показали [1—3], что полуширина распределения относительных сдвигов равна $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ *сек*. Поэтому применение И. с. в схемах совпадений и антисовпадений, а также в установках для измерения скорости частиц по времени пролета известного расстояния, дает возможность с более высокой точностью, чем со счетчиками Гейгера — Мюллера, определять моменты прохождения частиц. Кроме того, было показано, что разряд в И. с. локализуется в небольшой области вблизи места прохождения ионизирующей частицы через разрядный промежуток. Это свойство И. с. может быть использовано для определения координат ряда точек траектории частицы. Искра в И. с. обладает большой яркостью и легко может быть сфотографирована.

И. с. обычно наполняются смесью аргона и паров к.-л. органич. жидкости (спирт, ацетон, ксилол, диэтиловый эфир). На электроды И. с. подается напряжение на 1000—3000 *в*, превышающее начальное напряжение пробоя.

В И. с. с плоско-параллельными электродами создаются условия (достаточно большое произведение давления на расстояние между электродами — pd, при соответственно большой напряженности электрич. поля E), при к-рых развитие искрового пробоя промежутка происходит через образование *стримеров*.

Время развития пробоя в И. с. может быть меньше времени дрейфа первичных электронов от электрода к электроду. Этим объясняется очень малое время запаздывания искры относительно момента прохождения ионизирующих частиц через И. с.

Для уменьшения разброса запаздываний искры можно идти по пути увеличения перенапряжения на И. с., либо уменьшения расстояния между электродами. Были сконструированы и исследованы И. с. с зазором между электродами 0,2—0,3 *мм* [4,5], наполнявшиеся смесью аргона при 10—13 *атм* и паров диэтилового эфира $\sim$ 400 *мм рт. ст.* Такие счетчики при разностях потенциала между электродами 3000—4000 *в* обладали хорошими счетными характеристиками (см. рис.). Исследование развития разряда по-



Зависимость счетных характеристик от величины зазора; δ — ширина зазора в *мм*.

казало, что полуширина кривой распределения нарастания яркости свечения искры здесь составляет $\sim 10^{-10}$ *сек* (время дрейфа электронов в этом случае равно $\sim 10^{-8}$ *сек*). Для фотографирования процесса развития искры были использованы электронно-оптич. преобразователи с применением высокочастотной развертки изображения. Эти исследования показали, что И. с. по точности определения моментов пролета частиц могут конкурировать со сцинтилляционными счетчиками.

Эффективность И. с. к релятивистским частицам близка к 100% при достаточно больших перенапряжениях на электродах. Приближенно оценить эффективность И. с. можно по вероятности образования пролетевшей частицей хотя бы одной пары ионов в разрядном промежутке:

$$\eta \approx 1 - e^{-\nu_0 pd},$$

где ν_0 — первичная удельная ионизация (число пар ионов на *см* пути) при давлении 1 *атм*; p — давление в *атм* и d — расстояние между электродами в *см*. В действительности эффективность несколько меньше, т. к. образование одной пары ионов не всегда приводит к искровому пробою промежутка. Если ионизация атома (или молекулы) газа произойдет на таком расстоянии от анода d_1, что не сможет образоваться достаточно мощная лавина электронов, необходимая для создания условий искрового пробоя, то пробой не произойдет. Чтобы произошел пробой, должно выполняться условие $\alpha d_1 \geqslant M$, где α — первый коэфф. ионизации Таунсенда, равный числу вторичных электронов, создаваемых первичным электроном на 1 *см* пути по направлению электрич. поля, M — константа для данного газового наполнения счетчика, равная $\sim$20. Следовательно, приведенную выше формулу для эффективности можно улучшить, если в ней вместо d воспользоваться величиной $d - d_1 = d - M/\alpha$. В ра-

боте [6] можно найти более точные формулы для расчета эффективности.

Выше отмечалось, что И. с. могут служить для определения координат точек, где частица проходит через счетчики и, следовательно, для определения траектории частицы в пространстве. Точность измерения координат X, Y и Z определяется величиной зазора между электродами d. Исследования [7, 8] показали, что средняя квадратичная погрешность определения координат может быть меньше d.

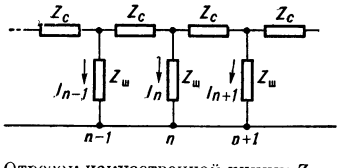
Важной характеристикой счетчика является время восстановления его работоспособности после каждого срабатывания. И. с. обычно работают с электронными устройствами, быстро снижающими (почти до нуля) напряжение питания на электродах. Это делается для того, чтобы погасить разряд в И. с. После гашения искры напряжение питания в течение нек-рого времени не возвращается к рабочему значению, чтобы разрядный промежуток мог полностью очиститься от всех ионов. Необходимое время восстановления И. с. зависит от многих параметров (емкости счетчика, величины зазора d, наполнителя); для различных счетчиков оно меняется от 10^{-2} до 10^{-4} *сек*. По этой причине И. с. не могут применяться в интенсивных потоках частиц.

И. с. обладают ограниченным сроком службы. Органический наполнитель И. с. в искровом разряде разлагается, портится также поверхность электродов, к-рая должна быть очень чистой и гладкой. Число срабатываний (искровых пробоев), приводящее к заметной порче характеристик И. с., зависит от емкости электродов с присоединенными проводниками и напряжения питания (мощности искр), от состава наполнителя и величины резервного объема, заполненного газом. Экспериментально было найдено [4], что небольшого размера счетчики выдерживают 10^8 искровых пробоев.

Лит.: 1) Keuffell J. W., «Phys. Rev.», 1948, v. 73, № 5, p. 531; его же, «Rev. Scient. Instrum.», 1949, v. 20, № 3, p. 202; 2) Pidd R. W., Madansky L., «Phys. Rev.», 1949, v. 75, № 8, p. 1175; их же, «Rev. Scient. Instrum.», 1950, v. 21, № 5, p. 407; 3) Robinson E., «Proc. Phys. Soc. A.», 1953, v. 66, pt. 1, № 397 A., p. 73; 4) Бабыкин М. В. [и др.], «Атомная энергия», 1956, № 4, стр. 38; 5) Завойский Е. К., Смолкин Г. Е., там же, стр. 46; 6) Bella F. [e. a.], «Nuovo cimento», 1953, v. 10, № 9, p. 1338; 7) Bagge E., Schmieder L., «Atomkernenergie», 1959, H. 5, S. 169; 8) Allkofer O. C., там же, H. 10, S. 389.

М. С. Козодаев.

ИСКУССТВЕННАЯ ЛИНИЯ — электрич. цепь, образованная последовательно включенными идентичными звеньями, составленными из индуктивностей, емкостей и сопротивлений (см. рис.). Применяются для задержки электрич. сигналов во времени (см. *Линия задержки*), формирования импульсов, моделирования волновых процессов в распределенных системах и др.



Отрезок искусственной линии; Z_c — комплексное сопротивление последовательного плеча, $Z_ш$ — параллельного плеча, J_{n-1}, J_n, J_{n+1} — токи в $(n-1)$, n и $(n+1)$ ячейках.

И. л. можно рассматривать как сосредоточенный аналог *длинной линии*, в котором при определенных условиях может существовать процесс, аналогичный волновому. Ток или напряжение на n-ном звене бесконечной И. л. при гармонич. возбуждении выражаются ф-циями, определенными в дискретных точках:

$$A_n = A_0 e^{\mp \gamma n} e^{j\omega t},$$

являющимися решениями системы ур-ний, аналогичных *телеграфным уравнениям*. Формальная аналогия в ур-ниях позволяет построить теорию И. л. в волновых терминах. В И. л. нет истинного запаздывания сигнала, связанного с конечностью скорости распространения волны, однако фазовые сдвиги между токами или напряжениями на различных звеньях зависят от номера звена по закону, аналогичному закону распространяющейся волны. Это позволяет величине γ приписать смысл постоянной распространения $\gamma = \alpha + j\beta$, к-рая определяет затухание α напряжения или тока при переходе к соседней ячейке и сдвиг фазы β между токами или напряжениями в соседних ячейках. Отношение напряжения к току в волне одного направления может быть названо *волновым сопротивлением* И. л. Волновой процесс в И. л. может существовать лишь в конечной полосе частот, причем для идеальной И. л. (без потерь) с $Z_c = j\omega L$ (см. рис.) и $Z_ш = 1/j\omega C$ (наз. фильтром нижних частот) полоса простирается от $\omega = 0$ до $\omega = \omega_{гр} = 2/\sqrt{LC}$, а для И. л. с $Z_c = 1/j\omega C$ и $Z_ш = j\omega L$ (наз. фильтром верхних частот) полоса простирается от $\omega = \omega_{гр} = 2/\sqrt{LC}$ до $\omega = \infty$. И. л. обладает дисперсией — фазовая постоянная β нелинейно зависит от частоты. Волновое сопротивление также зависит от частоты, что затрудняет согласование И. л. с активной нагрузкой в широкой полосе частот. На практике применяются И. л., составленные из конечного числа звеньев и нагруженные на концах на активные сопротивления. Переходные характеристики таких систем при увеличении числа звеньев стремятся к переходным характеристикам длинных линий, сильно отличаясь от них при малом числе звеньев.

Лит.: 1) Меерович Л. А. и Зеличенко Л. Г., Импульсная техника, М., 1953; 2) Гарднер М. Ф и Бэрнс Д. Л., Переходные процессы в линейных системах с сосредоточенными постоянными, пер. с англ., М.—Л., 1949.

И. В. Иванов.

ИСКУССТВЕННОЕ УХО — прибор для испытания характеристик телефонов в условиях, по возможности приближающихся к условиям работы телефона на естественном ухе. И. у. состоит из специальной камеры в виде небольшой полости с отверстием, к к-рому поджимается испытуемый телефон. Звуковое давление, создаваемое в этой камере при включении телефона, воспринимается и измеряется вмонтированным в стенку камеры микрофоном, чаще всего конденсаторным. Акустич. импеданс (полное акустич. входное сопротивление) камеры И. у. в области частот, существенных для передачи речи (200—5000 *гц*), должен быть равен усредненному значению импеданса человеч. уха. Приборы И. у. применяются для контроля качества продукции телефонных заводов, а также для градуировки и контроля измерительных телефонов, входящих в состав *аудиометров*.

Лит.: Беранек Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952, с. 236, 510.

И. Г. Русаков.

ИСЛАНДСКИЙ ШПАТ — чистые прозрачные кристаллы *кальцита*.

ИСПАРЕНИЕ — переход жидкости в пар, происходящий на свободной поверхности жидкости. Подробнее см. *Парообразование*.

ИСПОЛНИТЕЛЬНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ — электрическая машина, служащая для преобразования электрич. сигнала от автоматич. регулятора в механич. перемещение вала (напр., двигатель, приводящий в движение регулирующий стержень ядерного реактора).

Характерными для И. д. являются регулирование скорости в широких пределах, реверсивность, быстродействие, прерывистая работа, отсутствие вращения ротора при снятии сигнала. В качестве И. д. переменного тока применяются гл. обр. асинхронные двигатели с короткозамкнутым ротором повышенного сопротивления, имеющие на статоре две обмотки: возбуждения B и управления $У$ (рис. 1), сдвинутые в пространстве на 90 электрич. градусов (один электрич.

градус $= p°$, где p — число пар полюсов). Ротор выполняется в виде беличьей клетки, полого немагнитного или ферромагнитного омедненного цилиндра, реже сплошного ферромагнитного цилиндра.

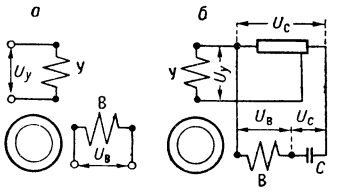


Рис. 1. Схемы включения исполнительного двигателя переменного тока: *а* — с амплитудным или фазовым управлением; *б* — с амплитудно-фазовым управлением.

Обмотка B постоянно присоединена к напряжению $U_в$; к обмотке $У$ подводится напряжение сигнала $U_у$. Отношение $U_у/U_в = \alpha$ наз. коэфф. сигнала. Различают 3 способа управления И. д.: амплитудное — изменением величины $U_у$, фазовое — изменением фазы $U_у$ (рис. 1, *а*) и амплитудно-фазовое (в конденсаторных двигателях) — одновременным изменением величины и фазы $U_у$ (рис. 1, *б*). На рис. 2, *а*, *б* изображены (в относит. единицах) зависимости электромагнитного момента от скорости вращения $[m = f(\nu)]$ для разных коэфф. сигнала и зависимости скорости от коэфф. сигнала $[\nu = f(\alpha)]$ для различных моментов.

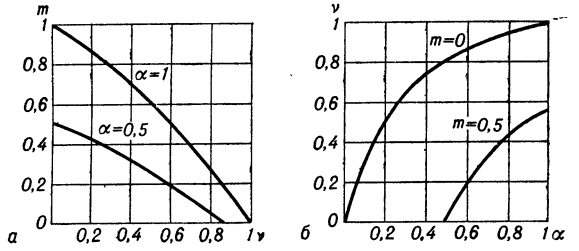


Рис. 2. Характеристики исполнительного двигателя переменного тока с амплитудным управлением: *а* — механические: $m = f(\nu)$; *б* — регулировочные: $\nu = f(\alpha)$.

В качестве И. д. постоянного тока применяются *электрические машины* с независимым возбуждением, чаще с управлением со стороны якоря. Конструктивно И. д. постоянного тока представляют собой коллекторную машину, у к-рой обмотки якоря и полюсов питаются от двух независимых источников энергии. На рис. 3, *а*, *б* изображены зависимости $m = f(\nu)$ и $\nu = f(\alpha)$ И. д. постоянного тока при якорном управлении.

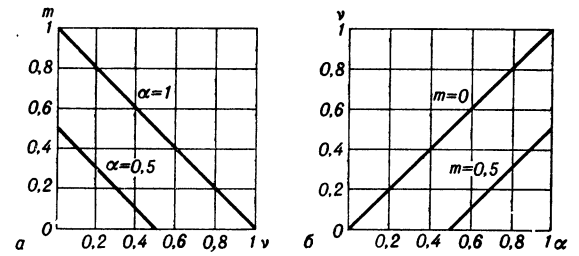


Рис. 3. Характеристики исполнительного двигателя постоянного тока с якорным управлением.

И. д. мощностью от долей *вт* до 1 *квт* применяются в автоматике, вычислит. технике и телемеханике.

Лит.: 1) Чечет Ю. С., Управляемый асинхронный двигатель с полым ротором, М.—Л., 1955; 2) его же, Электрические микромашины автоматических устройств, М.—Л., 1957; 3) Лопухина Е. М., Сомихина Г. С., Электрические машины с полым ротором, М., 1959; 4) Юферов Ф. М., Электрические двигатели автоматических устройств, М.—Л., 1959.

Е. М. Лопухина.

ИСТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ИЗ ОТВЕРСТИЙ. Если истечение происходит из отверстия в стенке сосуда в атмосферу, то имеет место т. н. незатопленное или свободное истечение (рис. 1). Струя, выходящая под напором H из отверстия площадью ω, сжимается, образуя сжатое сечение площадью $\omega_{сж} = \varepsilon\omega$ (ε — коэфф. сжатия струи). Скорость истечения определяется по ф-ле $v = \varphi\sqrt{2gH}$, где φ — т. н. коэфф. скорости, зависящий от гидравлич. сопротивлений, возникающих при истечении, g — ускорение силы тяжести. Расход вытекающей жидкости

$$Q = \mu\omega\sqrt{2gH}, \qquad (*)$$

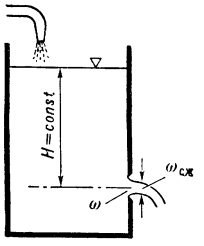


Рис. 1.

где $\mu = \varphi\varepsilon$ — коэфф. расхода отверстия. Коэфф. φ, μ, ε зависят от вида отверстия и от *Рейнольдса числа*, характеризующего истечение. При истечении воды из малых отверстий в тонкой стенке сосуда обычно принимают $\varepsilon = 0{,}62$—$0{,}64$, $\varphi = 0{,}97$—$0{,}98$, $\mu = 0{,}60$—$0{,}61$. При увеличении толщины стенки характер истечения меняется и при $\delta \geqslant 3d$ (δ — толщина стенки, d — диаметр отверстия) следует рассматривать случай истечения из насадок (см. *Насадки гидравлические*).

Если струя вытекает под уровень жидкости (рис. 2), то имеет место т. н. затопленное истечение (истечение под уровень). При этом расход определяется все еще по ф-ле (*), но в качестве напора H следует принимать разность уровней в сосудах

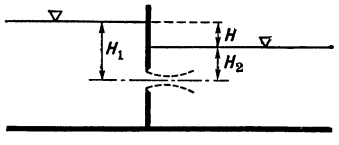


Рис. 2.

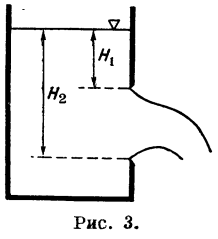


Рис. 3.

$H = H_1 - H_2$. При вытекании воды из больших прямоугольных отверстий (рис. 3) расход находится из ф-лы $Q = {}^2/_3\mu b\sqrt{2g}\,[H_1^{3/2} - H_2^{3/2}]$, к-рая при $H_1 = 0$ переходит в ф-лу расхода при истечении через *водослив*.

Если напор, под к-рым происходит истечение, изменяется с течением времени (напр., при наполнении и опорожнении резервуаров), то возникает неустановившееся движение жидкости. При истечении из цилиндрич. сосуда время t, в течение к-рого уровень опускается от H_1 до H_2, определяется из зависимости

$$t = 2\Omega\,(\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2})\,/\,\mu\omega\sqrt{2g},$$

где Ω — площадь сечения сосуда.

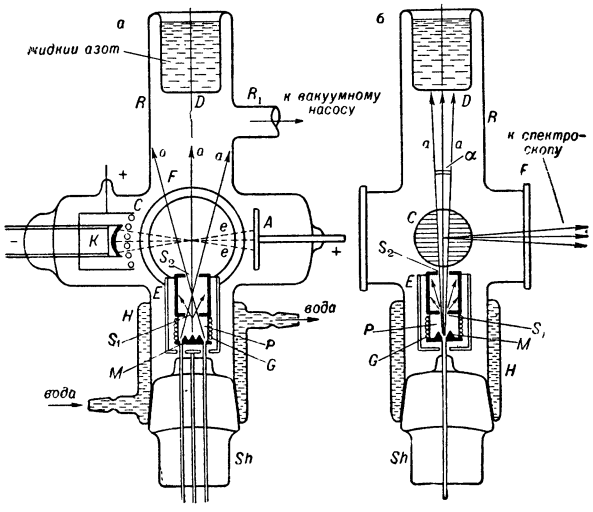
Теория истечения из отверстий находит применение при определении необходимых размеров отверстий в различных сосудах, баках, шлюзах, в нек-рых частях плотин, а также для определения скоростей истечения жидкостей разной вязкости и сроков опорожнения резервуаров различной формы.

Лит.: 1) Агроскин И. И. [и др.], Гидравлика, 3 изд., М.—Л., 1954; 2) Альтшуль А. Д., Об истечении жидкостей значительной вязкости при переменном уровне и теории вискозиметра Энглера, «ЖТФ», 1957, т. 27, вып. 4.

А. Д. Альтшуль.

ИСТОЧНИК СВЕТА С АТОМНЫМ ПУЧКОМ — электровакуумный прибор для возбуждения высокомонохроматич. оптич. излучений атомов или молекул. Повышение монохроматичности излучений в атомных пучках достигается благодаря значительному устранению доплер-эффекта, к-рый является одной из причин уширения спектральных линий.

Схема устройства И. с. с а. п. приведена на рис. Вакуумная трубка R имеет ряд отростков, в к-рых смонтированы печь P для испарения исследуемого вещества M, электронная пушка, состоящая из катода K, сетки C для разгона электронов и анода A.



Вид спереди. Вид сбоку.

В верхней части трубка R заканчивается сосудом Дьюара D, в к-рый наливают жидкий азот. Все устройство откачивается до высокого вакуума (10^{-6} *мм рт. ст.*) через отросток R_1. Пучок атомов *а* образуется с помощью печи P, к-рая нагревается спиралью G. Атомы испарившегося вещества пролетают через параллельные щели S_1 и S_2, образуя расходящийся пучок, к-рый в одной из проекций (рис., *б*) имеет малый угловой раствор α. Далее атомы попадают на стенки сосуда Дьюара и конденсируются. Печь P окружена экраном E для защиты трубки R от нагрева; кроме того, эта часть трубки окружена холодильником H, в к-ром циркулирует проточная вода. Печь с вспомогательными приспособлениями смонтирована на шлифе Sh.

Для возбуждения свечения атомов пучок бомбардируется потоком электронов *ее*, испускаемых катодом и разгоняемых достаточно высокой разностью потенциалов между катодом и сеткой. После прохождения пучка электроны попадают на анод. Свечение пучка наблюдается через стеклянное или кварцевое окно F. В направлении наблюдения слагающие скоростей атомов, как показывает расчет, заключены в пределах $u = \pm\,{}^1/_2\alpha\bar{v}$, где $\bar{v}$ — средняя тепловая скорость движения атомов в печке, α — угловая ширина атомного пучка. Вследствие этого ширина спектральных линий, обусловленная доплер-эффектом, уменьшится в направлении наблюдений в $1/\alpha$ раз. Т. к. α может быть взят порядка 0,1—0,01, то таким образом удается повысить монохроматичность излучения в десятки и сотни раз по сравнению с излучением обычными источниками света. И. с. с а. п. нашли очень важные применения для исследования сверхтонкой структуры спектральных линий.

Лит.: 1) Королев Ф. А., Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., 1953; 2) Толанский С., Спектроскопия высокой разрешающей силы, пер. с англ., М., 1955; 3) Одинцов А. И., Источник света с атомным пучком большой интенсивности, «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 6, вып. 3, с. 398—405; 4) Королев Ф. А., Козлов Б. А., Одинцов А. И., К вопросу о форме контура линии в атомном пучке, там же, 1959, т. 6, вып. 5, с. 576—580.

Ф. А. Королев.

ИСТОЧНИКИ СВЕТА ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ — приборы, в которых электрич. энергия преобразуется в оптич. излучение при прохождении электрич. тока через газы или пары металлов.

И. с. г. обычно представляют собой стеклянную колбу цилиндрической, сферической или иной формы, в которую вводится газ (чаще инертный) до различного давления и иногда небольшое количество металла с высокой упругостью пара. В колбу герметично впаяны электроды, между к-рыми происходит разряд. Существуют также И. с. г. с электродами, работающими в открытой атмосфере, напр. угольная дуга.

В И. с. г. чаще всего применяют дуговой или тлеющий разряды, в *импульсных источниках света* — искровой разряд; изредка применяют высокочастотный безэлектродный разряд. В лампах тлеющего разряда применяют холодные электроды с большим падением потенциала ($\geqslant$50 *в*) у катода и небольшими токами (до неск. сот *ма*); давление газа не превышает неск. десятков *тор*. В лампах дугового разряда применяют активированные и накаленные электроды с малым околокатодным падением потенциала (порядка потенциала ионизации газа или пара), обеспечивающие получение больших величин тока. Нагрев электродов происходит за счет тепла, выделяющегося в процессе разряда. Существуют лампы дугового разряда с низким давлением газа или пара (от 10^{-3} до неск. *тор*), высоким (от 0,2 до 15 *атм*) и сверхвысоким (от 20 до 100 и более *атм*). Диапазон токов — от неск. десятых до неск. сот *а*.

Различают: 1) газосветные лампы, в к-рых основным источником излучения являются возбужденные атомы (молекулы) или рекомбинирующиеся ионы; 2) фотолюминесцентные или люминесцентные лампы, где источником излучения являются люминофоры, возбуждаемые излучением газового разряда, и 3) электродосветные лампы, в которых основным источником излучения являются электроды, раскаленные в газовом разряде. У большинства ламп типов 2) и 3) излучение является смешанным (свечение люминофора в первом случае и электродов и газа — во втором).

Спектр излучения большинства И. с. г. — линейчатый, характерный для возбужденных атомов газа или пара, в к-ром происходит разряд. В отдельных типах И. с. г. имеет место излучение с непрерывным спектром (см. ниже). Распределение энергии в спектре, кпд, величины светового и лучистого потоков, яркость и др. характеристики излучения зависят от рода газа или пара, его давления, величины разрядного тока, расстояния между электродами, области свечения и др. условий разряда. Спектр выходящего излучения зависит также от прозрачности колбы в различных областях спектра (напр., обычное стекло прозрачно в области ок. 0,38—2,5 μ, кварцевое стекло — в области ок. 0,2—4 μ). В большинстве И. с. г. используется свечение положит. столба, дающее наибольший кпд, и только в спец. лампах — свечение др. частей разряда, напр. в *индикаторных лампах* — тлеющее свечение. Для выхода излучения в положит. столбе благоприятны: область низких давлений и малых плотностей тока и область высоких и сверхвысоких давлений и больших плотностей тока [3]. При низких давлениях (от 10^{-2} до неск. *тор*) положит. столб представляет собой неизотермич. *плазму*. Электронный газ «нагревается» в электрич. поле разряда до темп-р, достигающих десятков (в отдельных случаях сотен) тысяч °К, в то время как газ нейтральных атомов остается почти не нагретым. Средняя энергия положительных ионов лишь немногим превышает энергию нейтральных атомов. Возбуждение атомов происходит в результате соударений с электронами, энергия которых больше или равна потенциалу возбуждения. При давлениях

(3—8) $\cdot 10^{-3}$ *тор* и плотностях тока от 0,05 до 0,5 *а/см*^{2} наиболее эффективно происходят переходы атомов на нижние возбужденные уровни с последующим излучением резонансных линий. В этих условиях до 70—80% мощности положит. столба может превратиться в резонансное излучение. На этом принципе устроены лампы низкого давления с парами металлов Na, Hg, Cd, Zn, K, Rb, Cs, Tl и др. Особенно широкое распространение получили ртутные люминесцентные лампы, обладающие высокой световой отдачей (до 80 *лм/вт*) и большим сроком службы (5 и более тыс. часов) и дающие возможность получать излучение практически любого спектрального состава. Лампы этого типа работают в условиях насыщающих паров металла. Поэтому давление в лампе, а следовательно, и все ее характеристики сильно зависят от теплового режима.

По мере повышения давления и плотности тока растет число соударений; различие между темп-рами электронов и атомов уменьшается. Начиная с давлений в неск. сот *тор*, образуется т. н. изотермич. плазма, все характеристики которой определяются единой темп-рой в каждой точке разряда. Распределение атомов по уровням возбуждения подчиняется распределению Больцмана (см. *Больцмана статистика*), а степень ионизации — ур-нию Саха (см. *Ленгмюра — Саха уравнение*). Темп-ра плазмы достигает 6 и больше тысяч °К, в то время как темп-ра колбы не превышает 1000—1300°К. Вследствие этого образуется большой радиальный градиент темп-ры, и разряд стягивается в яркий светящийся шнур. С ростом давления возрастают градиент потенциала и концентрация мощности; увеличивается яркость излучения. В этих условиях преобладает излучение спектральных линий, соответствующих переходам между более высокими уровнями. С ростом давления и плотности тока, вследствие сильного взаимодействия между атомами и электронами происходит значит. уширение спектральных линий, появляется непрерывный спектр, интенсивность к-рого возрастает. Поглощение излучения в газе приводит к появлению у многих спектральных линий т. н. самообращения; при давлениях свыше неск. десятков *атм* на месте резонансных линий образуются целые полосы поглощения.

Большинство И. с. г. имеет падающие или слабо возрастающие участки вольт-амперной характеристики. Поэтому включение каждого источника в сеть возможно только через последовательно включенное балластное сопротивление, ограничивающее ток в цепи лампы и обеспечивающее ее устойчивый режим горения; на постоянном токе это — активное сопротивление, на переменном токе — катушки индуктивности или автотрансформаторы с большим магнитным рассеянием, иногда применяют также активные сопротивления или конденсаторы. Разряд в тяжелых инертных газах (Xe, Kr, Ar) при плотностях тока ≈ 20 *а/см*^{2} и рабочих давлениях выше неск. сотен *тор* имеет круто возрастающий участок вольт-амперной характеристики, что позволяет включать эти лампы в сеть с очень малым балластом или даже без него [1, 4].

Для зажигания разряда требуется более высокое напряжение, чем для его устойчивого горения. Существует большое число схем, обеспечивающих создание повышенного напряжения на время зажигания, напр. за счет импульса напряжения при размыкании цепи с индуктивностью, резонанса напряжений, повышающего трансформатора или автотрансформатора и др. Напряжение зажигания стремятся снизить созданием начальной ионизации газа, образованием неоднородностей электрич. поля, уменьшением *работы выхода* электронов из катода и т. п. Практически это сводится к введению в лампу вспомогат. электродов, предварит. накалу катодов, наложению проводящих полосок на поверхность колбы, применению внешних ионизаторов типа катушки Тесла и т. п. [1, 4, 5, 6].

Характеристики И. с. г. с парами металла зависят от теплового режима лампы и, в частности, от темп-ры окружающей среды и условий охлаждения. Нормальный режим горения устанавливается в них спустя нек-рое время после их включения (от неск. *сек* до неск. *мин*), в течение к-рого происходит разогревание лампы и испарение находящегося в ней металла.

Вследствие малой продолжительности жизни возбужденных атомов свечение разряда следует за изменениями тока в лампе; поэтому при питании И. с. г. от сети переменного тока наблюдается пульсация излучения с удвоенной частотой сети. Этим свойством пользуются для *модуляции света*.

По областям применения И. с. г. можно разделить на: а) источники света для общего освещения (производственных и общественных помещений, уличное, бытовое и пр.) и б) источники для многочисленных спец. целей (напр., сигнальные огни, регистрирующая и проекционная аппаратура, облучательные установки, спектроскопия, кино и телевидение, импульсные установки и т. д.). В первом случае важны высокая световая отдача, спектр излучения, близкий к дневному или солнечному, простота и надежность в эксплуатации, дешевизна. Для спец. И. с. г. более существенны характеристики, зависящие от применения, в частности спектр излучения. В табл. даны характеристики основных типов И. с. г.

Основные типы газоразрядных источников света, их характеристики и области применения.

Тип источника	Наполнение, рабочее давление, характер разряда и область свечения	Характер излучения		Области применения
1. Газосветные лампы				
1) *Лампа натриевая* низкого давления	Пары натрия ($\approx 5 \cdot 10^{-3}$ *тор*), инертный газ (15—20 *тор*); дуговой, положит. столб	Спектр линейчатый; излучение возбужденных атомов металла, в основном резонансное	$\lambda = 5890, 5896$ Å	Освещение загородных автострад; спектральные измерения, поляриметрия и др.
2) Ртутные лампы низкого давления в колбе, прозрачной для $\lambda = 2537$Å	Пары ртути (ок. $6 \cdot 10^{-3}$ *тор*), инертный газ (3—4 *тор*); дуговой, тлеющий; положит. столб, изредка тлеющее свечение		$\lambda = 1849, 2537$ Å	Установки для обеззараживания воздуха, воды, продуктов; освещение операционных и т. п. Спектральные исследования
3) Лампы низкого давления с парами других металлов и амальгамами (см. *Лампа цезиевая, Лампа кадмиевая, Лампа цинковая, Лампы спектральные* и др.)	Пары Cs, K, Rb, Cd, Zn, Tl и др.; для ламп с амальгамами — пары ртути и соответствующего металла; дуговой, положит. столб			Спектральные измерения и исследования. Cs = оптическая сигнализация и телефония в инфракрасных лучах

Продолжение.

Тип источника	Наполнение, рабочее давление, характер разряда и область свечения	Характер излучения	Области применения
4) Лампы низкого давления с инертными газами: а) тлеющее свечение; б) с положит. столбом	Несколько *тор*; дуговой и тлеющий, положит. столб и тлеющее свечение	Спектр линейчатый; излучение возбужденных атомов инертного газа	Рекламное и сигнальное (Ne) освещение; индикаторные, модуляторные и др. спец. лампы
5) *Лампы водородные*	Водород, неск. *тор*	Спектр: а) линейчатый; излучение возбужденных атомов водорода; б) полосатый; излучение возбужденных молекул водорода	Спектральные исследования, в том числе абсорбционный анализ
6) Лампы ртутные высокого давления:		Спектр линейчатый; наиболее интенсивные спектральные линии ртути: 2537, 2652, 2967, 3022/26, 3126/32, 3650/63, 4047/78, 4358, 5461, 5770/91, 10140Å	
а) трубчатые из тугоплавкого стекла с естественным охлаждением	Пары ртути (0,2—0,8 *атм*), инертный газ; дуговой, положит. столб		Светокопия, фотохимия и др.
б) то же из кварцевого стекла	То же (0,2—15 *атм*)		Установки для ультрафиолетового облучения в медицине, люминесцентном анализе и др.
в) Лампы ртутно-кварцевые исправленной цветности (при помощи люминофора)	То же (5—12 *атм*); люминофор, покрывает внутреннюю стенку внешней колбы	Основная часть — спектральные линии возбужденных атомов ртути; дополнит. часть — полоса излучения люминофора, возбуждаемого ультрафиолетовым излучением ртутного разряда	Общее освещение, не требующее высокого качества цветопередачи
7) Лампы кварцевые ртутные сверхвысокого давления:		То же и интенсивный непрерывный фон. В области резонансных линий полосы поглощения	Проекционные и регистрирующие установки, использующие высокую яркость и актиничность источников
а) капиллярные с водяным охлаждением	То же (40—100 *атм*)		
б) с короткой дугой в шаровой колбе с естественным охлаждением	То же (10—60 *атм*)		
8) Лампы газовые высокого давления *: а) трубчатые с естеств. охлаждением; б) то же с водяным охлаждением	В основном Xe, реже Kr, Ar; дуговой, положит. столб (0,5—15 *атм*)	Спектр непрерывный от 2200 до 12000 Å, в области, 8—10 тыс. Å неск. широких спектральных линий большой интенсивности	Общее освещение больших пространств (сверхмощные ксеноновые лампы), освещение в полиграфии, кинофотопромышленности и др.
9) Лампы газовые сверхвысокого давления *: а) капиллярные с водяным охлаждением; б) шаровые (с короткой дугой) с естественным охлаждением	То же (давление 15 *атм*)	То же	Спец. установки, кинопроекция цветных фильмов
10) Импульсные лампы:			
а) трубчатые	Преимущественно Xe. В спец. лампах Ar, Ne и др. (50—100 *тор*)	Спектр на начальной стадии — излучение возбужденных ионов, а затем возбужденных атомов газа	Скоростная и др. виды фотографии, стробоскопия, фотохимия, безобтюраторная кинопроекция, счетно-решающие устройства; усилители света, оптич. геодезия и локация и др.
б) шаровые	Несколько *атм*		
11) Лампы высокочастотные безэлектродные	Различные газы и пары металлов		Спец. применения
12) Дуги с электродами, содержащими соединения металлов или редких земель: а) пламенные, б) высокой интенсивности	Атмосферный воздух пары C, металлов и редких земель (преимущественно Ce, La), входящих в состав электродов (обычно анода)	Спектр практически непрерывный, линии металлов или редких земель, молекулярные полосы соединений N, C, O и тепловое излучение раскаленного анода, при темп-ре сублимации C (≈ 4000 °K)	Прожекторная техника, освещение киностудий, кинопроекторов; концентраторы лучистой энергии и другие установки, требующие высокую яркость и богатый спектр дугового разряда
II. Фотолюминесцентные лампы (см. *Лампы люминесцентные*)			
1) Ртутные люминесцентные лампы низкого давления	Пары ртути (ок. $6 \cdot 10^{-3}$ *тор*) и инертный газ (3—4 *тора*); люминофорный слой, покрывает внутреннюю поверхность колбы; дуговой, тлеющий; положит. столб, редко тлеющее свечение	Спектр — полоса свечения люминофора, возбуждаемого резонансным излучением ртути (до 80—90%), и спектральные линии ртути: белый свет различных оттенков, цветное и ультрафиолетовое излучение	Лампы белого света различных оттенков, с высоким качеством цветопередачи, лампы цветные — рекламные и сигнальные, полиграфия, освещение растений и т. п.
2) Люминесцентные лампы с инертными газами	Инертный газ (до 1—2 *тор*) и люминофорный слой; дуговой, тлеющий; положит. столб	Спектр — полоса излучения люминофора, возбуждаемого резонансным излучением атомов инертного газа, и спектральные линии последнего	То же

* Колбы из кварцевого стекла.

Продолжение.

Тип источника	Наполнение, рабочее давление, характер разряда и область свечения	Характер излучения	Области применения
III. Электродосветные лампы			
1) Лампы с вольфрамовыми электродами в среде инертных газов	Преимущественно Ar (10—20 *тор*); дуговой	Тепловое излучение W при темп-ре 2800—3200 °K; незначит. часть — спектральные линии Ar или паров Hg	Источники высокой яркости для различных спец. установок
2) То же в парах Hg	Пары Hg и Ar (неск. *тор*); дуговой		
3) Открытые дуги с электродами из чистого угля	Атмосферный воздух и соединения N, C и O	Основная часть — тепловое излучение C при темп-ре сублимации; незначит. часть — молекулярные полосы соединений N, C и O	Эталон яркости
4) Циркониевые (или гафниевые) дуги (см. *Лампа циркониевая*)	Ar (1—2 *атм*)	Основная часть—тепловое излучение пленки расплавленного Zr (Hf), незначит. часть — спектральные линии Ar	Оптич. телефония, звукозапись, установки, требующие источников высокой яркости и малых размеров

Лит.: 1) Иванов А. П., Электрические источники света, М.—Л., 1948; 2) Фабрикант В. А., Механизм излучения газового разряда, «Тр. Всес. электротехн. ин-та», 1940, вып. 41, с. 236—96; 3) Клярфельд Б. Н., Положительный столб газового разряда и его использование для получения света, там же, с. 165—235; 4) Рохлин Г. Н., Газоразрядные источники света, в кн.: Справочная книга по светотехнике, т. 1, М., 1956; 5) Московский электроламповый завод. Каталог изделий завода, М., 1959; 6) Штурм К. Г., Пускорегулирующая аппаратура и схемы включения люминесцентных ламп, пер. с нем., М., 1961. *Г. Н. Рохлин.*

ИТЕРАЦИЯ — результат повторного применения к.-л. математич. операции. Так, если $y = f(x) \equiv \equiv f_1(x)$ есть нек-рая функция от x, то функции $f_2(x) = f[f_1(x)]$, $f_3(x) = f[f_2(x)]$, ..., $f_n(x) = f[f_{n-1}(x)]$ называют соответственно 2-й, 3-й, ..., n-й И. функции $f(x)$, а процесс ее получения — итерированием. И. лежит в основе весьма важного метода решения различного рода ур-ний и систем ур-ний (алгебраических и функциональных). См. *Последовательных приближений метод.*

ИТТЕРБИЙ (Ytterbium) Yb — редкоземельный химич. элемент III гр. периодич. системы Менделеева; *лантанид*, п. н. 70, ат. в. 173,04. Состоит из смеси 7 стабильных изотопов. Сечение захвата тепловых нейтронов 36 *барн* (на атом). Конфигурация внешних электронов атома $4f^{14}6s^2$. Энергия ионизации $Yb^0 \rightarrow Yb^+$ 6,25 *эв*. И. — металл, имеет гранецентрированную кубич. решетку с параметром $a = 5{,}4862$ Å. Атомный радиус 1,933 Å, ионный радиус Yb^{3+} 0,81 Å. Плотность 6,959 *г/см*^{3}; $t°_{пл}$ 824° ± 5°; $t°_{кип}$ 1800° (здесь и далее значения темп-р даны в °C). Теплота плавления 2,2 *ккал/г-атом*; теплота испарения 32 *ккал/г-атом*. Атомная теплоемкость $C_p = 6{,}00$ *кал/г-атом · град* (0°). Удельное сопротивление $30 \cdot 10^{-6}$ *ом · см* (0°). Металл парамагнитен, атомная магнитная восприимчивость $250 \cdot 10^{-6}$. Модуль продольной упругости $1{,}78 \cdot 10^{11}$ *дина/см*^{2}; модуль сдвига $0{,}70 \cdot 10^{11}$ *дина/см*^{2}; коэфф. Пуассона 0,284; коэфф. сжимаемости $7{,}12 \cdot 10^{-6}$ *см/кГ*. В соединениях И. 2- и 3-валентен. Соли Yb^{3+} белого, а Yb^{2+} — бледно-зеленого цвета. Находит применение в сочетании с другими редкоземельными элементами (мишметалл) для легирования сталей и в стекольной пром-сти.

Лит. см. при ст. *Лантаниды.*

ИТТРИЙ (Yttrium) Y — редкоземельный химич. элемент III гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 39, ат. в. 88,92. Природный И. состоит из одного стабильного изотопа Y^{89}. Сечение захвата тепловых нейтронов 1,21 ± 0,06 *барн* (на атом). Из искусственно радиоактивных изотопов важнейшие Y^{91} ($T_{1/2} = 57{,}5$ дня) и Y^{90} ($T_{1/2} = 64{,}24$ часа), образующиеся при делении урана и тория как дочерние продукты Sr^{91} и Sr^{90}. Конфигурация внешних электронов атома И. $4\,d^1\,5s^2$. Энергии ионизации в *эв*: $(Y^0 \rightarrow Y^+)$ 6,38; $(Y^+ \rightarrow Y^{2+})$ 12,23; $(Y^{2+} \rightarrow Y^{3+})$ 20,5. Свободный. И. — металл с гексагональной плотноупакованной структурой; параметры решетки: $a = 3{,}6474$ Å, $c = 5{,}7306$ Å. Атомный радиус 1,81 Å; ионный радиус Y^{3+} 0,97 Å. Плотность 4,472 *г/см*^{3}; $t°_{пл}$ 1525 ± 25°; $t°_{кип}$ 3025° (здесь и далее значения темп-р даны в °C). И. имеет и высокотемпературную модификацию (темп-ра перехода 1470—1490°) с объемноцентрированной кубич. решеткой; $a = 4{,}11$ Å. Теплота плавления 4,1 *ккал/г-атом*, теплота испарения 80 *ккал/г-атом*. Уд. теплоемкость (в *кал/г·град*) 0,074 (50°), 0,081 (400°) и 0,124 (1000°); средний коэфф. линейного расширения $9{,}3 \cdot 10^{-6}$ (25—1000°); теплопроводность (в *кал/см · сек · град*) 0,023 (0°); 0,026 (200°) и 0,047 (1000°); электросопротивление 69 ± ± 3 *мком · см* (25°). Чистый И. — мягкий металл; по своей прочности и упругим свойствам он занимает промежуточное положение между Al и Ti. Модуль упругости 6328—7000 *кГ/мм*^{2}; модуль сдвига 2672 *кГ/мм*^{2}; коэфф. Пуассона 0,265, коэфф. сжимаемости $2{,}09 \cdot 10^{-6}$ *см*^{2}*/кГ*. По своим химич. свойствам И. близок к другим редкоземельным элементам, среди которых возглавляет так наз. «иттриевую подгруппу», объединяющую И. и *лантаниды* от европия до лютеция. Он активно реагирует с водой, кислородом, азотом, галогенами и др., легко растворяется в разбавленных кислотах и может восстанавливать окислы других металлов. В соединениях И. 3-валентен. Хлорид $YCl_3 \cdot 6H_2O$, нитрат $Y(NO_3)_3 \cdot 6H_2O$, сульфат $Y_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ растворимы в воде; фторид YF_3, карбонат $Y_2(CO_3)_3 \cdot 3H_2O$, оксалат $Y_2(C_2O_4)_3 \cdot 9H_2O$ малорастворимы. Окись Y_2O_3, сульфид Y_2S_3, нитрид YN, карбид YC_2 — тугоплавкие вещества.

И. относится к легким металлам и имеет малое сечение захвата тепловых нейтронов. Это привлекает к металлу внимание как конструкционному материалу в атомной технике, а также в авиации. И. в виде окиси употребляется для изготовления иттриевых ферритов, применяемых в радиоэлектронике, в слуховых приборах, ячейках памяти счетно-решающих устройств и т. п. Изотоп Y^{90} употребляется при лечении опухолей. В сочетании с другими редкоземельными элементами металлический И. применяется для легирования алюминиевых, вольфрамовых, ниобиево-танталовых сплавов.

Лит. см. при ст. *Лантаниды.* *З. А. Соколова.*

К

КАБАНОВА ЭФФЕКТ — частичное рассеяние отраженных ионосферой коротких радиоволн при падении на земную поверхность и возвращение нек-рой доли рассеянной энергии после обратного отражения от *ионосферы* к месту излучения. В результате возникает дальнее возвратное рассеянное отражение, наблюдаемое в месте передачи в форме отраженных сигналов (см. *Короткие волны*).

Исследованиями Н. И. Кабанова в 1947—58 гг. была доказана возможность регулярного наблюдения возвратного рассеянного отражения с расстояний 2—3 тыс. *км*, а при применении передатчиков большой мощности и антенн с большим усилением — с расстояний 10—12 тыс. *км* и более. Пеленгирование совместно с определением дальности показало, что возвратное рассеянное отражение приходит в основном из районов, «освещаемых» лепестками диаграмм направленности *антенн*, преимущественно из местностей с резко пересеченным, гористым рельефом. Суточные и сезонные изменения дальности возвратного рассеянного отражения определяются состоянием ионосферы: ближняя граница — максимально применимыми частотами при наклонном зондировании, дальняя — поглощением радиоволн в ионосфере. Более низким критич. частотам и бо́льшим высотам отражений от слоя *F* ионосферы при вертикальном зондировании соответствуют бо́льшие удаления дальней границы и бо́льшие амплитуды возвратного рассеянного отражения. К. э. применяется для получения данных об условиях распространения радиоволн в ионосфере. Исследования К. э. позволяют уточнить расчет коротковолновых линий радиосвязи.

Лит.: Кабанов Н. И., «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, № 10.

В. Д. Гусев.

КАБЕЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ состоит из гибких изолированных проводов, снабженных защитными оболочками и покровами. Применяется для передачи и распределения электроэнергии (силовой и высоковольтный кабели), для проводной связи (кабели связи) и сигнализации.

Силовой кабель для напряжения от 1 до 10 *кв* изготавливается с секторными медными и алюминиевыми жилами, с бумажной изоляцией, пропитанной маслоканифольной смесью (см. *Бумаги электроизоляционные*), в свинцовой или алюминиевой оболочке, поверх к-рой накладывается броня, защищающая оболочку кабеля от механич. воздействий, и антикоррозионные покровы (рис. 1). К. э. такой же конструкции с круглыми жилами, резиновой изоляцией и в резиновом шланге (без свинцовой оболочки) обладает большей гибкостью. Однако его нестойкость во времени (старение) и ухудшение электрич. характеристик за счет влажности ограничивают срок службы; он применяется гл. обр. для прокладки внутри помещений. Во всех К. э. с общей поясной изоляцией электрич. поле в изоляции имеет нерадиальный характер (рис. 2,*а* и 2,*б*), что ведет к ослаблению электрич. прочности изоляции; поэтому К. э. с нерадиальным полем применяется только для изготовления трехжильных кабелей на напряжение до 10 *кв*. Радиальное поле получается при экранировании слоя изоляции на каждой жиле наложением поверх изоляции металлич. ленты (экрана) или металлич. оболочки (рис. 2,*б*). Все кабели на напряжение выше 10 *кв* изготавливаются только с радиальным полем.

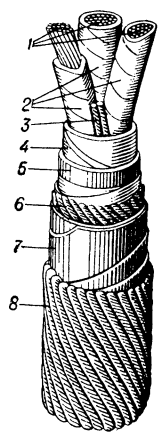


Рис. 1. Трехжильный освинцованный и бронированный стальными лентами силовой кабель с секторными жилами: *1* — токопроводящие жилы; *2* — изоляция жил (пропитанная бумага); *3* — междуфазное заполнение; *4* — поясная изоляция; *5* — свинцовая оболочка; *6* — подушка из пропитанного джута; *7* — ленточная броня; *8* — наружный покров.

К. э. на напряжение 110 *кв* и выше изготавливаются в виде отдельных изолированных и освинцованных жил, к-рые прокладываются совместно в зависимости от условий эксплуатации (рис. 3). Бумажная изоляция в таких К. э. пропитывается минеральным маслом малой вязкости и высокой степени очистки и дегазификации; масло в них всегда находится под нек-рым избыточным давлением от 1 до 15 *ат* (кабели маслонаполненные низкого и высокого давлений), что обеспечивает высокую надежность их работы и практич. возможность их изготовления до 600 *кв* переменного тока. Для напряжений до 275 *кв* применяются также К. э. с наполнением газом (азотом) под давлением 15 *ат* (газонаполненный кабель).

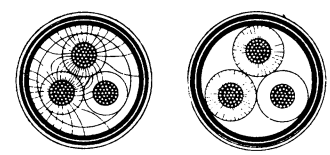


Рис. 2. Поле в изоляции трехжильного кабеля при трехфазном токе: *а* — нерадиальное поле; *б* — радиальное поле.

Основные характеристики К. э.: электрич. прочность; тепловые характеристики, определяющие нагрузочную способность; потери электроэнергии при передаче; старение изоляции и коррозионная стойкость защитных оболочек и покровов. Надежность работы К. э. под напряжением определяется величиной макс. напряженности электрич. поля, определяемой по ф-ле:

$$E_{\text{макс}} = U/r \ln (R/r) \quad кв/мм.$$

Для современных сверхвысоковольтных К. э. рабочая напряженность поля доходит до 15—17 *кв/мм* для переменного тока и до 20—25 *кв/мм* — для постоянного. Нагрузочная характеристика зависит от конструкции К. э., тепловыделения в нем и условий его охлаждения. Если тепло выделяется только за счет потерь

в жиле (I^2R), то длительно допустимый ток нагрузки может быть определен по ф-ле:

$$I_{\text{доп}} = \sqrt{\frac{\tau_{\text{м}}}{R_\tau (S_k + S)}},$$

где $\tau_{\text{м}}$ — допустимый макс. нагрев жил относительно окружающей среды от 60 до 80°С, R_τ — активное сопротивление токопроводящей жилы при рабочей темп-ре в *ом/см*, S_k — тепловое сопротивление изоляции кабеля в *град · см/вт*, S — тепловое сопротивление наружных покровов и окружающей среды. Последнее в сильной степени зависит от условий прокладки (земля, воздух) и состояния окружающей среды (влажность земли, движение воздуха и др.). Кроме потерь в токопроводящих жилах в сверхвысоковольтных К. э., большое значение получают потери в изоляции (диэлектрич. потери)

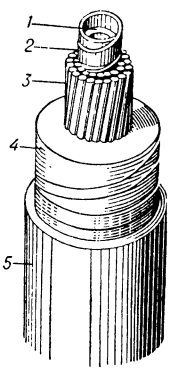


Рис. 3. Жила маслонаполненного кабеля на 110—220 *кв*; *1* — канал для масла; *2* — опорная спираль; *3* — токопроводящая жила; *4* — бумажная пропитанная маслом изоляция; *5* — свинцовая оболочка.

$$W_g = \omega C U^2 \operatorname{tg}\delta \quad вт/см,$$

где ω — круговая частота переменного тока, C — емкость в *ф/см*, U — рабочее напряжение в *в*, $\operatorname{tg}\delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь, определяемый качеством примененного изолирующего материала и совершенством кабельной технологии.

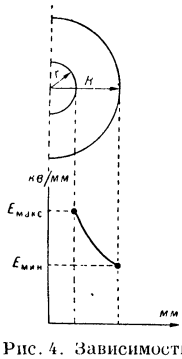


Рис. 4. Зависимость напряженности электрического поля E от расстояния до центра жилы кабеля.

О передаче сигналов по К. э. (например, в высокочастотных и импульсных цепях) см. *Высокочастотный кабель*, *Двухпроводные линии*, *Коаксиальный кабель*, *Длинные линии*.

Лит.: 1) Брагин С. М., Электрический кабель, М.—Л., 1955, гл. 1, 8, 10; 2) Кабели и провода, под ред. В. А. Привезенцева и А. В. Линкова, т. 1, М., 1959, гл. 2, 3, 4; 3) Брагин С. М., Электрический и тепловой расчет кабеля, М., 1960, гл. 1, 2, 9 и 10.

С. М. Брагин.

КАВИТАЦИЯ — образование разрывов сплошности жидкости в результате местного понижения давления. Если понижение давления происходит вследствие возникновения больших местных скоростей в потоке движущейся капельной жидкости, то К. наз. гидродинамической, а если вследствие появления акустич. волн, то акустической (см. *Кавитация акустическая*).

Гидродинамич. К. возникает в тех участках потока, где давление понижается до нек-рого критич. значения $p_{\text{кр}}$ (см. ниже). При этом присутствующие в жидкости пузырьки газа или пара, двигаясь с потоком жидкости и попадая в области давления $p < p_{\text{кр}}$, приобретают способность к неограниченному росту. После перехода в зону повышенного давления рост пузырька прекращается и он начинает сокращаться. Если пузырек содержит достаточно много газа, то по достижении им минимального радиуса он восстанавливается и совершает несколько циклов затухающих колебаний: а если мало, то пузырек замыкается полностью в 1-м периоде жизни. Т. о., вблизи обтекаемого тела создается довольно четко ограниченная «кавитационная зона», заполненная движущимися пузырьками.

Сокращение кавитационного пузырька происходит с большой скоростью и сопровождается звуковым импульсом тем более сильным, чем меньше газа содержит пузырек. Если степень развития К. такова, что возникает и захлопывается множество пузырьков, то явление сопровождается сильным шумом со сплошным спектром от нескольких сотен *гц* до сотен *кгц*. Спектр расширяется в область низких частот по мере увеличения максимального радиуса пузырьков.

Если бы жидкость была идеально однородной, а поверхность твердого тела, с к-рым она граничит, идеально смачиваемой, то разрыв происходил бы при давлении значительно более низком, чем давление насыщенного пара жидкости, при к-ром жидкость становится метастабильной [2]. Прочность на разрыв воды, вычисленная при учете тепловых флуктуаций, равна —1500 *кг/см*^{2} [6]. Реальные жидкости менее прочны. Максимальное растяжение тщательно очищенной воды, достигнутое при растяжении воды при 10°С, составляет —280 *кг/см*^{2} [7]. Обычно же разрыв возникает при давлениях, лишь немного меньших давления насыщенного пара. Низкая прочность реальных жидкостей связана с наличием в них т. н. кавитационных зародышей: плохо смачиваемых участков твердого тела, твердых частиц, частиц с трещинами, заполненными газом, микроскопич. газовых пузырьков, предохраняемых от растворения мономолекулярными органич. оболочками, ионных образований, возникающих под действием космич. лучей.

Если кавитационный зародыш имеет форму газового пузырька радиуса R_0, то статич. давление, при к-ром он теряет устойчивость и начинает неограниченно расширяться, выражается ф-лой

$$p_{\text{кр}} = p_d - \frac{2}{3\sqrt{3}} \left(\frac{2\sigma}{R_0}\right) \left[1 + (p_0 - p_d)\frac{R_0}{2\sigma}\right]^{-1/2}, \qquad (1)$$

где p_0 — равновесное внешнее давление, p_d — давление насыщенного пара, σ — поверхностное натяжение жидкости.

Движение границы пузырька в предположении, что жидкость идеальна и несжимаема, а течение около пузырька сферически симметрично и изменение объема газа происходит адиабатически, описывается ур-нием

$$R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{1}{\rho}\frac{2\sigma}{R} - \frac{1}{\rho}\left(p_0 - p_d + \frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} = \frac{1}{\rho}[p_d + p(t)]. \qquad (2)$$

где γ — показатель адиабаты, ρ — массовая плотность жидкости. Решения ур-ния (2) имеют важные приложения в вопросах кипения перегретых жидкостей, акустич. К., кавитационной эрозии и т. д.

Гидродинамич. К. характеризуется т. н. числом К

$$\varkappa = 2\frac{p_\infty - p_d}{\rho v_\infty^2}$$

(p_∞, v_∞ — давление и скорость набегающего потока), к-рое служит одним из критериев подобия при моделировании гидротехнич. устройств. При моделировании наступления К. по числу $\varkappa$ наблюдается масштабный эффект, заключающийся в более раннем возникновении К. при испытаниях с большей скоростью или на телах бо́льших размеров.

Увеличение скорости потока после начала К. влечет за собой быстрое возрастание числа развивающихся пузырьков, вслед за чем происходит их объединение в общую кавитационную каверну и течение переходит в струйное [1, 4, 5]. Для плохо обтекаемых тел, обладающих острыми кромками, формирование струйного вида К. происходит очень быстро. Размеры кавитационной каверны, а также действующие на тело силы являются ф-цией числа $\varkappa$.

Наличие К. неблагоприятно сказывается на работе гидравлич. машин, турбин, насосов, судовых гребных винтов и заставляет принимать меры к избежанию К. [3]. Если это оказывается невозможным, то в нек-рых случаях полезно усилить развитие К., создать т. н. режим «суперкавитации», отличающийся струйным характером обтекания, и, применив спец. про-

филирование лопастей, обеспечить благоприятные условия работы механизмов.

Замыкание кавитационных пузырьков вблизи поверхности обтекаемого тела часто приводит к разрушению поверхности, т. н. кавитационной эрозии. Теория эрозионного процесса до наст. времени отсутствует. Наиболее распространенная точка зрения на природу явления состоит в том, что оно обусловлено многократным воздействием на поверхность обтекаемого тела ударных давлений, сопровождающих замыкание кавитационных пузырьков; окислительные процессы играют подчиненную роль.

Экспериментальные исследования К. производятся в т. н. кавитационных трубах, представляющих собой обычные гидродинамич. трубы, оборудованные системой регулирования статич. давления. Эрозионные исследования часто осуществляются магнитострикционными вибраторами, на торце к-рых легко возбуждается К. и сопутствующая ей эрозия.

Лит.: 1) Седов Л. И., Плоские задачи гидродинамики, М.—Л., 1950; 2) Корнфельд М., Упругость и прочность жидкостей, М.—Л., 1951; 3) Проскура Г. Ф., Гидродинамика турбомашин, М.—Л., 1934; 4) Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; 5) Birkhoff G., Zarantonello E. H., Jets, wakes and cavities, N. Y., 1957 (Applied mathematics and mechanics, v. 2); 6) Fisher J. C., The fracture of liquids, «J. Appl. Phys.», 1948, v. 19, № 11, p. 1062; 7) Briggs L. J., там же, 1950, v. 21, p. 721. *А. Д. Перник.*

КАВИТАЦИЯ акустическая — образование и захлопывание полостей в жидкости под воздействием звука. Полости образуются в результате разрыва жидкости во время полупериодов растяжения на т. н. кавитационных зародышах (см. *Кавитация*), а захлопываются во время полупериодов сжатия. Полости заполнены в основном насыщенным паром данной жидкости, поэтому процесс иногда наз. паровой К., в отличие от т. н. газовой К. — интенсивных нелинейных колебаний газовых (обычно воздушных) пузырьков в звуковом поле, существовавших в жидкости до включения звука. Если газовая К. может протекать с большей или меньшей интенсивностью при любых значениях амплитуды давления звуковой волны, то паровая — лишь при достижении нек-рого значения амплитуды давления, т. н. кавитационного порога. Величина порога может меняться в широких пределах: от величины давления насыщенного пара жидкости до нескольких десятков и даже сотен *атм*, в зависимости от содержания в жидкости зародышей.

Главным препятствием для нахождения порога расчетным путем является отсутствие точных сведений о содержании зародышей. Экспериментально установлено, что величина порога зависит от многих факторов. Порог повышается с ростом гидростатич. давления, после обжатия жидкости высоким (порядка 10^3 *атм*) статич. давлением, при обезгаживании и охлаждении жидкости, с ростом частоты звука и с уменьшением продолжительности озвучивания. Порог выше для бегущей, чем для стоячей волны.

При захлопывании сферич. полости давление в ней резко возрастает, как при взрыве, что приводит к излучению импульса сжатия. Давление при захлопывании особенно велико при К. на низких частотах в обезгаженной жидкости с малым давлением насыщенного пара. Если увеличить содержание газа в жидкости, то диффузия газа в полости усилится, захлопывание полостей станет неполным и подъем давления при захлопывании — небольшим. При содержании газа в жидкости выше 50% от насыщения возникает т. н. кавитационное обезгаживание жидкости — образование и всплывание газовых пузырьков и вырождение паровой К. в газовую.

Если образовавшиеся газовые пузырьки колеблются вблизи границы с твердым телом, около них возникают интенсивные микропотоки.

Появление К. ограничивает дальнейшее повышение интенсивности звука, излучаемого в жидкость, и снижает волновое сопротивление жидкости, что влечет за собой снижение нагрузки на излучатель. Акустич. К. вызывает ряд эффектов. Часть из них, напр. разрушение и диспергирование твердых тел, эмульгирование жидкостей, очистка, обязана своим происхождением ударам при захлопывании полостей и микропотокам вблизи пузырьков. Др. эффекты (напр., К. вызывает и ускоряет химич. реакции) связаны с ионизацией при образовании полостей. Благодаря этим эффектам акустич. К. находит все более широкое применение для создания новых и совершенствования известных технологич. процессов. Большинство практич. применений *ультразвука* основано на эффекте К.

Лит.: 1) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956; 2) Noltingk B. E., Neppiras E. A., Cavitation produced by ultrasonics, «Proc. Phys. Soc. B.», 1950, v. 63, p. 674—85; 3) их же, там же, 1951, v. 64, pt 12, p. 1032—38; 4) Рой Н. А., Возникновение и протекание ультразвуковой кавитации, «Акустический журнал», 1957, т. 3, вып. 1, с. 3. *Н. А. Рой.*

КАДМИЙ (Cadmium) Cd — химич. элемент II гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 48, ат. в. 112,41. Природный К. состоит из смеси восьми стабильных изотопов с массовыми числами 106, 108, 110—114 и 116, из к-рых наиболее распространены Cd^{114} (28,86%) и Cd^{112} (24,07%). Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов атомом К. 2400 *барн*. В основном нейтроны поглощает изотоп Cd^{113}, сечение захвата для к-рого составляет 25 000 *барн*. Из искусств. изотопов наиболее важен Cd^{109} ($T_{1/2}$ = 470 дней). Конфигурация внешних электронов атома $4d^{10}\,5s^2$. Энергия ионизации в *эв*: ($Cd^0 \rightarrow Cd^+$) 8,991; ($Cd^+ \rightarrow Cd^{2+}$) 16,904; ($Cd^{2+} \rightarrow Cd^{3+}$)37,47.

К. — металл серебристо-белого цвета, ковкий и тягучий; кристаллизуется в гексагональной системе с параметрами решетки a = 2,97311 Å; c = 5,60694 Å (25°). Атомный радиус 1,56 Å, ионный радиус Cd^{2+} 0,99 Å. Плотность 8,65 *г/см*^{3} (20°); $t_{пл}$ 321°; $t_{кип}$ 767° (здесь и далее значения темп-р даны в °С). Теплота плавления 13,2 *кал/г*, теплота испарения 286,4 *кал/г*. Уд. теплоемкость (в *кал/г·град*) 0,0632 (321—700°); 0,055 (25°); термич. коэффициент линейного расширения $29{,}8\cdot10^{-6}$ (25°); теплопроводность (*в кал/см·град·сек*) 0,105 (358°); 0,119 (435°). Уд. электросопротивление (в *мком·см*) 7,4 (20°); термич. коэффициент электросопротивления $4{,}3\cdot10^{-3}$ (0—100°). Модуль упругости 5 300 *кГ/мм*^{2}; предел прочности на растяжение 6,4 *кГ/мм*^{2}; предел упругости 0,3 *кГ/мм*^{2}; предел текучести 1 *кГ/мм*^{2}; относительное удлинение 20%; относительное сужение 50%, твердость по Бринеллю 20 *кГ/мм*^{2}.

В химич. соединениях К. 2-валентен. На воздухе при обычных условиях не окисляется. При накаливании на воздухе сгорает в бурую окись CdO. Медленно растворяется в серной и соляной кислотах, легче всего — в азотной, образуя соответственно $CdCl_2$, $CdSO_4$ и $Cd(NO_3)_2$. Растворимые в воде и кислотах соединения К. ядовиты.

Благодаря высокой способности поглощать нейтроны К. и его сплавы применяются в ядерных реакторах. К. используется также в щелочных аккумуляторах, для гальванич. покрытия железных и стальных изделий (т. н. кадмирование), для приготовления различных сплавов, в полупроводниковой технике.

Лит.: Rare metals handbook, ed. C. Hampel, 2 ed., L., 1961.

КАЛИБРОВАНИЕ (в метрологии) — определение погрешностей или поправок для совокупности мер, напр. набора гирь, или значений шкалы измерит. прибора. К. осуществляется сравнением отдельных мер или отдельных значений шкалы друг

с другом; причем за основу сравнения берется одна из мер или одно из значений шкалы.

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ (в теории полей) — переход от одних значений характеризующих поле величин к другим, оставляющим без изменения физически определенные, наблюдаемые на опыте параметры поля. Напр., в электродинамике — переход от одних значений потенциалов к другим, оставляющий без изменения значения напряженностей полей, плотность энергии, лагранжиан и т. д. Калибровка — определенное правило выбора значений этих характеристик, после применения к-рого дальнейший произвол в выборе их значений частично или полностью устраняется.

Понятия К. п. и калибровки впервые встретились в классич. электродинамике на указанном выше примере, т. к. векторный $\boldsymbol{A}$ и скалярный φ потенциалы являются в известной мере вспомогательными величинами. В наст. время эти понятия играют большую роль и в теории др. полей. Напр., волновая ф-ция частицы может быть изменена прибавлением к ее фазе произвольной постоянной без того, чтобы изменились к.-л. наблюдаемые физич. свойства описываемой системы.

В классич. электродинамике [1] наиболее распространена Лоренцова калибровка (см. *Лоренца условия*), при к-рой на $\boldsymbol{A}$ и φ накладывается условие

$$\operatorname{div}\boldsymbol{A}+\frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=0 \qquad (1)$$

или, в четырехмерной форме, $\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}=0$, где $\mu=1, 2, 3, 4$, $A_\mu=(\boldsymbol{A}, i\varphi)$, $x_4=ict$, и предполагается, что по μ выполняется суммирование. Такая калибровка в однородной среде приводит к волновым ур-ниям для $\boldsymbol{A}$ и φ. Однако при этом еще не полностью устраняется произвол в выборе $\boldsymbol{A}$ и φ. Можно заменить их на $\boldsymbol{A}'$ и φ', т. е. произвести К. п. по ф-лам

$$\boldsymbol{A}'=\boldsymbol{A}-\nabla\chi,\quad \varphi'=\varphi+\frac{1}{c}\frac{\partial\chi}{\partial t}, \qquad (2)$$

и если χ подчинено единственному условию

$$\Box\chi=0, \qquad (3)$$

то все физически определенные параметры поля останутся прежними [при этом (1) не нарушается]. Вместо (1) можно пользоваться т. н. кулоновской калибровкой, накладывая условие

$$\operatorname{div}\boldsymbol{A}=0. \qquad (4)$$

Ее достоинство состоит в том, что для φ получается ур-ние $\nabla^2\varphi=-4\pi\rho(t)$ [$\rho(t)$ — плотность электрич. заряда, t — время] и в гамильтониане системы взаимодействующих частиц условие (4) сразу выделяет кулоновское взаимодействие частиц в отдельный член. Это особенно существенно в случае анизотропной среды, характеризуемой тензором диэлектрич. проницаемости ε_{ik}, где (4) следует заменить на

$$\varepsilon_{ik}\frac{\partial A_i}{\partial x_k}=0,\quad i,k=1, 2, 3, 4. \qquad (4а)$$

Калибровка (4) также допускает К. п. (2), если χ подчинить вместо (3) условию $\nabla^2\chi=0$.

В современной *квантовой теории поля* понятие К. п. объединяет большое количество различных по своему физич. смыслу преобразований. К. п. определяется как преобразование типа [2]

$$\Phi(x)\to e^{i\chi(\lambda)}\Phi(x), \qquad (5)$$

где $\Phi(x)$ — нек-рый оператор поля (возможно многокомпонентный), а $\chi(\lambda)$ — эрмитовский оператор, являющийся непрерывной ф-цией параметра λ.

Физич. смысл К. п. связан с инвариантностью теории (прежде всего — *лагранжиана*) относительно К. п. того или иного рода (калибровочная инвариантность). Инвариантность лагранжиана системы взаимодействующих полей относительно преобразования типа (5) влечет за собой закон сохранения нек-рой физич. величины (ср. *Нетер теорема*).

Весьма важным видом К. п. являются преобразования с постоянной фазой, для к-рых $\chi(\lambda)=\lambda=\text{const}$. Эти преобразования приводят к важнейшим законам сохранения. Напр., сохранение электрич. заряда обусловлено инвариантностью теории относительно преобразования

$$\Phi(x)\to\Phi(x)e^{i\lambda} \qquad (6)$$

при условии, что этому преобразованию подвергаются все операторы поля, увеличивающие заряд системы на единицу (операторы рождения положительно заряженной частицы или операторы уничтожения отрицательно заряженной частицы). Сохраняющаяся величина, соответствующая преобразованию (6), представляет собой разность между числом положительно и отрицательно заряженных частиц, т. е. полный заряд системы. Сохранение числа барионов связано с инвариантностью относительно К. п. типа (6), имеющей место, если этому преобразованию подвергаются одновременно все операторы поля, описывающие уничтожение барионов или рождение антибарионов. Сохраняющаяся величина — разность между числом барионов и числом антибарионов. Совершенно аналогично обстоит дело и с сохранением числа лептонов (по-видимому, установленным экспериментально). Соответствующий закон сохранения также связан с инвариантностью теории относительно нек-рого К. п. типа (6).

Несколько иная ситуация имеет место в случае сохранения *странности* (или т. н. гиперзаряда). При распадах странных частиц, обусловленных *слабыми взаимодействиями*, полная странность системы не сохраняется. Т. о., в отличие от рассмотренных выше точных законов сохранения, сохранение странности является лишь приближенным законом, справедливым до тех пор, пока можно пренебрегать влиянием слабых взаимодействий. Однако, поскольку в ряде случаев можно провести четкую грань между «быстрыми» и «медленными» процессами, закон сохранения странности при «быстрых» процессах приобретает физич. смысл. Этот закон можно также получить как следствие К. п. типа (6), однако в этом случае инвариантной относительно К. п. должна быть лишь часть полного лагранжиана системы, описывающая сильные и электромагнитные взаимодействия, сохраняющие странность.

Взаимодействие электромагнитного поля с полями, описывающими заряженные частицы, инвариантно относительно К. п. более общего типа (К. п. 2-го рода). Пусть $\Phi(x)$ описывает к.-л. заряженное поле, напр. электроны (действие Φ увеличивает заряд системы на e). К. п. 2-го рода имеет вид:

$$\Phi(x)\to e^{ie\chi(x)}\Phi(x), \qquad (7а)$$

$$A_\mu(x)\to A_\mu(x)+\frac{\partial\chi(x)}{\partial x_\mu}. \qquad (7б)$$

Здесь $\chi(x)$ — произвольная числовая ф-ция координат и времени, подчиненная единственному условию

$$\Box\chi=0. \qquad (8)$$

Преобразованию (7а) подвергаются одновременно все заряженные поля. Полный лагранжиан системы взаимодействующих полей должен быть инвариантен относительно преобразований (7). Преобразования (7б) оставляют инвариантными физически наблюдаемые величины, составляющие тензор электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$:

$$F_{\mu\nu}=\frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu}-\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} \qquad (9)$$

[возможность замены A_μ с помощью (7б) при условии (8) без того, чтобы изменились наблюдаемые поля $F_{\mu\nu}$ (9), была указана еще в классич. электродинамике]. К. п. (7) наз. также градиентным преобразованием (соответствующий английский термин gauge transformation, немецкий Eichtrasformation, Eichung). В теории квантовых полей встречаются преобразования типа (7), в к-рых числовая ф-ция $\chi(x)$ заменяется нек-рым оператором. Физич. содержание инвариантности относительно К. п. (7) гораздо богаче, чем в случае преобразований с постоянной фазой (8). Прежде всего требование инвариантности теории относительно преобразований (7) накладывает существенные ограничения на вид возможных электромагнитных взаимодействий. Общий, допустимый с точки зрения указанных требований, способ введения электромагнитного взаимодействия состоит в замене входящих в лагранжиан операторов $\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ (в отсутствие электромагнитного поля) операторами $\frac{\partial}{\partial x_\mu} - i\frac{e}{c}A_\mu(x)$, где c — скорость света. Этим взаимодействие электромагнитного поля с заряженными частицами определяется с точностью до возможных членов, описывающих аномальный магнитный момент.

Отметим нек-рые физич. следствия инвариантности электродинамики относительно К. п. (7). 1) Масса фотона оказывается равной нулю, что является строгим следствием (и непременным условием выполнения) градиентной инвариантности (и условия Лоренца) и не зависит от к.-л. приближений теории. 2) Свободный фотон имеет только 2 независимых состояния поляризации (а не 3, как это было бы для частицы со спином 1 и массой, отличной от нуля). 3) Наличие калибровочной инвариантности позволяет установить ряд общих соотношений в *квантовой электродинамике* (теорема Уорда и различные ее обобщения [3]). Из этих соотношений вытекает замечательный результат: если мы требуем калибровочной инвариантности, то величина элементарного электрич. заряда одинакова для всех элементарных частиц, несмотря на различие в характере их неэлектромагнитных взаимодействий (напр., лептоны не участвуют в сильных взаимодействиях, тогда как барионы и мезоны в них участвуют). Иными словами, константа электромагнитного взаимодействия e не подвергается дополнительной перенормировке в результате сильных взаимодействий.

К. п. впервые были введены, как упоминалось, в классич. электродинамике. Если в классич. лагранжиане системы зарядов в электромагнитном поле сделать К. п. (7б), то лагранжиан изменится на полную производную по времени (что не меняет ур-ний движения). При этом ф-ция действия подвергнется преобразованию $S(x) \to S(x) + \chi(x)e/c$. Интересная попытка обобщения К. п. (7) была предпринята Янгом и Милсом [4]. Ими была построена теория взаимодействия нуклонного поля $\psi(x)$ с гипотетическим векторным полем $b_\mu(x)$. При этом поле $\psi(x)$ рассматривалось как *спинор* в изотопич. пространстве, а поле $b_\mu(x)$ — как вектор в том же пространстве. Строилась теория, инвариантная относительно преобразований $\psi(x) \to U(x)\psi(x)$, где $U(x)$ — произвольное изотопич. вращение, зависящее от точки x. Преобразование (7б) также было подвергнуто обобщению. В полученной т. о. схеме поле $b_\mu(x)$ даже в отсутствие нуклонов описывается нелинейным ур-нием.

Лит.: 1) Ландау Л., Лифшиц Е., Теория поля, 3 изд., М., 1960 (Теоретич. физика, т. 2); 2) Мэтьюс П., Релятивистская квантовая теория взаимодействий элементарных частиц, пер. с англ., М., 1959, гл. 3; 3) Огневицкий В. И., Полубаринов И. В., «ЖЭТФ», 1961, т. 40, вып. 3, с. 926; 4) Yang C. N., Mills R. L., «Phys. Rev.», 1954, v. 96, № 1, p. 191.

Ю. А. Гольфанд.

КАЛИЙ (Kalium) K — химич. элемент I гр. периодич. системы Менделеева; принадлежит к подгруппе щелочных металлов; п. н. 19, ат. в. 39,100. Природный К. состоит из трех изотопов: K^{39} (93,08%), K^{40} (0,0119%) и K^{41} (6,76%). Слабо радиоактивный изотоп K^{40} ($T_{1/2} = 1{,}32 \cdot 10^9$ лет) распадается двумя путями: 88% атомов образуют в результате β^--распада Ca^{40}, 12% — путем К-захвата превращаются в Ar^{40}. Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов атомом К. (природная смесь изотопов) 1,97 *барн*. Из искусственных радиоактивных изотопов наиболее важен K^{42} ($T_{1/2} = 12{,}52$ года), применяющийся как радиоактивный индикатор в химии, медицине и биологии. Конфигурация внешних электронов атома $4s^1$. Энергия ионизации в *эв*: ($K^0 \to K^+$) 4,339; ($K^+ \to K^{2+}$) 31,81; ($K^{2+} \to K^{3+}$) 46,0; ($K^{3+} \to K^{4+}$) 60,9.

К. — мягкий серебристо-белый металл, кристаллизующийся в объемноцентрированной кубич. решетке с параметром $a = 5{,}33$ Å. Атомный радиус 2,36 Å, ионный радиус K^+ 1,33 Å. Плотность 0,862 *г/см*^{3}; $t°_{пл}$ 63,55°; $t°_{кип}$ 760° (здесь и далее значения темп-р даны в °С). Теплота плавления 14,63 *кал/г*, теплота испарения 490 *кал/г* (при $t°_{кип}$). Удельная теплоемкость $C_p = 0{,}180$ *кал/г·град* (0—100°); C_p твердого К. можно рассчитать по уравнению $C_p = 0{,}1728 + 14{,}2 \cdot 10^{-5}t$; а C_p жидкого — по ур-нию $C_p = 0{,}213 - 7{,}57 \cdot 10^{-5}t + 7{,}52 \cdot 10^{-8}t^2$ (в интервале 63—800°). Термич. коэфф. линейного расширения $8{,}33 \cdot 10^{-5}$ (0—50°). Удельная теплопроводность в *кал/см·сек·град* твердого К. 0,234 (20°), жидкого 0,1073 (200°). При переходе К. из твердого состояния в жидкое теплопроводность довольно резко снижается. К. обладает достаточно высокой электропроводностью и уступает в этом отношении только меди, алюминию, магнию, серебру и золоту. Удельное электросопротивление в *ом·см* твердого К. $7{,}118 \cdot 10^{-6}$ (20°); жидкого 15,49 (100°); 21,80 (200°); 28,20 (300°). Термич. коэфф. электросопротивления твердого К. $5{,}8 \cdot 10^{-5}$ (20°). Металлич. К. парамагнитен. Удельная магнитная восприимчивость равна $0{,}62 \cdot 10^{-6}$ (при комнатной темп-ре). К., так же как и натрий, будучи мягким металлом, может обрабатываться прессованием и прокаткой в холодном состоянии; легко режется ножом и сохраняет свою пластичность даже при низких темп-рах. Твердость К. по Бринеллю 0,037 *кГ/мм*^{2}. Вязкость жидкого К. в *пуазах* 0,515 (69,5°); 0,258 (250°); 0,191 (400°); 0,136 (700°). Поверхностное натяжение К. 80—86 *дин/см* (в интервале от $t°_{пл}$ до 250°).

Химически К. очень активен. На воздухе быстро окисляется (при нагревании загорается), поэтому обычно его хранят под слоем бензина, керосина или минерального масла. С кислородом образует след. окислы и перекисные соединения: K_2O, K_2O_2, KO_2 и KO_3. Легко соединяется, особенно при нагревании, с галогенами, серой, селеном, фосфором, образуя соответственно галогениды (KCl и др.), сульфиды (наиболее прочен K_2S) и т. д. С водородом при низких темп-рах К. практически не взаимодействует и может быть расплавлен в атмосфере H_2. При 300—400° в избытке водорода К. образует гидрид KH. Азот не взаимодействует с К. даже под давлением и при нагревании до высоких темп-р и в этих условиях может служить защитной атмосферой. К. бурно взаимодействует с водой: $K + H_2O \to KOH + {}^1/_2 H_2$ (реакция энергично идет уже при —100°). Во влажном воздухе превращается сначала в гидроокись KOH, а затем в карбонат K_2CO_3. Будучи растворен в жидком аммиаке (раствор имеет темно-синий цвет), К. медленно взаимодействует с ним по реакции: $K + NH_3 \to KNH_2 + {}^1/_2 H_2$. С металлами К. дает многочисл. металлич.

соединения. В системе К — Na установлено существование соединения Na_2K, плавящегося инконгруэнтно при 7°; эвтектич. точка лежит при —12,5° и 77,2 вес. % К. Сплавы с содержанием 40—90 вес. % К. при комнатной темп-ре — подвижные серебристо-белые жидкости, по физич. свойствам близкие к чистому жидкому *натрию*. Поскольку сплавы К — Na представляют большой практич. интерес, свойства их хорошо изучены (см. *Теплоносители*). В промышленности, сельском хозяйстве и медицине широко применяются соли К. (ок. 90% добываемых солей — как калийные удобрения). Масштабы производства и потребления металлич. К. значительно меньше, чем натрия, поскольку К. более реакционноспособен и его получение представляет большие трудности. Весьма перспективно применение сплавов К — Na в производстве *титана* (для восстановления металлич. Ti из $TiCl_4$) и в атомной энергетике (в качестве теплоносителя). Благодаря этим новым областям техники производство К. непрерывно возрастает.

Лит.: 1) Алабышев А. Ф., Грачев К. Я., Зарецкий С. А., Лантратов М. Ф., Натрий и калий, Л., 1959; 2) Ullmans Encyklopädie der technischen Chemie, Bd 9, München. — B., 1957; 3) Жидкометаллические теплоносители. (Натрий и натриево-калиевый сплав), пер. с англ., М., 1958.

Н. П. Мостовенко.

КАЛИФОРНИЙ (Californium) Cf — искусственно полученный радиоактивный химич. элемент семейства актиноидов; п. н. 98. Синтезирован в 1950 г. С. Томпсоном, А. Гиорзо, К. Стритом и Г. Сиборгом в ядерной реакции: Cm^{242} (α, 2n) Cf^{244}. Назван по месту открытия (штат Калифорния, США). Известны изотопы К. с массовыми числами 244—254. Четыре изотопа относительно устойчивы и доступны в весовых количествах. Это — α-активные Cf^{249} ($T_{1/2}$ = 400 лет), Cf^{250} ($T_{1/2}$ = 9,3 лет) и Cf^{251} ($T_{1/2}$ = 660 лет), а также Cf^{252} (α-распад, деление; $T_{1/2}$ = 2,2 года). Все эти изотопы могут быть получены при длительном облучении U или Pu в ядерных реакторах. При спонтанном делении Cf^{252} испускается в среднем ок. четырех вторичных нейтронов, т. е. заметно больше, чем при делении урана и плутония. Существуют предположения, что изотоп Cf^{254} (деление, $T_{1/2}$ = 56 дней) образуется в больших количествах при вспышках нек-рых сверхновых звезд, последующее излучение к-рых обусловлено испусканием энергии при спонтанном делении этого изотопа и потому ослабевает. Известно лишь 3-валентное химич. состояние К., проявляющееся при его соосаждении на фториде и гидроокиси лантана. При бомбардировке К. изотопами бора B^{10} и B^{11} в 1961 г. получен элемент № 103 — *Лоуренсий*.

Лит. см. при ст. *Актиноиды*.

В. И. Гольданский.

КАЛОМЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОД — электрод, представляющий собой заполненный раствором KCl стеклянный сосуд (рис.) с платиновым контактом, погруженным в металлич. ртуть, над которой помещена паста, состоящая из каломели (Hg_2Cl_2), растертой со ртутью и раствором KCl. В К. э. устанавливается равновесие между металлич. ртутью и ионами ртути, образующимися при растворении каломели в KCl; причем ионы Hg_2^{2+}, в свою очередь, находятся в равновесии с ионами Cl^-: $Hg_2Cl_2 \rightleftarrows Hg_2^{2+} + 2Cl^-$; поэтому потенциал К. э. определяется концентрацией ионов Cl в растворе. В зависимости от концентрации раствора KCl, заполняющего электрод, различают насыщенный, нормальный *N* и децинормальный 0,1 *N* К. э., потенциал к-рых в *в* относительно нормального *водородного электрода* при темп-ре *t*°C определяется ур-ниями:

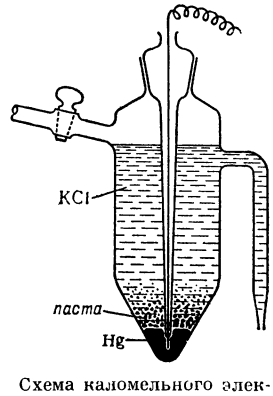


Схема каломельного электрода.

$$\varphi_{\text{нас}} = 0{,}2438 - 6{,}5 \cdot 10^{-4}(t - 25),$$

$$\varphi_N = 0{,}2828 - 2{,}4 \cdot 10^{-4}(t - 25),$$

$$\varphi_{0{,}1\,N} = 0{,}3365 - 6 \cdot 10^{-5}(t - 25).$$

Благодаря хорошей воспроизводимости К. э.—один из наиболее распространенных электродов сравнения.

Лит.: 1) Скорчеллетти В. В., Теоретическая электрохимия, Л., 1959, гл. VII; 2) Справочник химика, т. 3, М.—Л., 1952.

Л. Г. Феоктистов.

КАЛОРИМЕТРИЯ — методы измерения тепловых эффектов (количеств теплоты), сопровождающих различные физич., химич. и биологич. процессы. Методами К. измеряются теплоемкость; тепловые эффекты химич. реакций, теплоты фазовых переходов, растворения, смачивания, адсорбции; энергия электромагнитного излучения (от радиочастот до γ-лучей), радиоактивного распада и т. д. Данные К. широко применяются в технике.

Измерения проводятся в калориметрах, устройство к-рых весьма разнообразно и определяется в основном областью темп-р, при к-рых производятся измерения, характером и продолжительностью изучаемого процесса, количеством измеряемой теплоты и требуемой точностью. Совокупность частей калориметра, между к-рыми распределяется измеряемое количество теплоты, наз. калориметрич. системой. Интервал темп-р современной К. от 0,1 до 4 000°K; продолжительность процессов — от долей секунды до неск. дней, количество измеряемой теплоты — от 10^{-5} до тысяч калорий.

Типы калориметров в основном сводятся к двум большим категориям: калориметры с переменной температурой, в к-рых количество теплоты определяется по изменению темп-ры калориметра, и калориметры с постоянной температурой, в к-рых количество теплоты определяется по количеству вещества, изменившего свое агрегатное состояние (плавящееся твердое тело или испаряющаяся жидкость).

Большинство применяемых калориметров относится к калориметрам с переменной темп-рой. Количество теплоты, полученное калориметрич. системой во время опыта, $\Delta Q = H\Delta\vartheta$, где H — тепловое значение калориметра (т. е. количество теплоты, необходимое для нагревания калориметрич. системы на 1°), а $\Delta\vartheta$ — изменение темп-ры калориметра в опыте (т. е. то изменение темп-ры, к-рое наблюдалось бы при отсутствии теплообмена калориметрич. системы со средой). Значение H обычно определяется отдельными опытами (градуировка): в калориметр вводится определенное количество теплоты (с помощью электронагревателя, питаемого электрич. током, или с помощью процесса, тепловой эффект к-рого хорошо известен, напр. процесса сгорания бензойной кислоты) и измеряется $\Delta\vartheta$. Величина $\Delta\vartheta$ обычно невелика (1—3° и значит. меньше), поэтому для ее измерения применяются термометры высокой чувствительности. Для определения $\Delta\vartheta$ в измеренное в опыте изменение темп-ры вносится поправка на теплообмен, учитывающая теплообмен с окружающей средой и выделение тепла при посторонних процессах, происходящих в калориметре (трение мешалки, рассеивание мощности тока термометра сопротивления и т. п.). Для вычисления этой поправки предложен ряд ф-л, применяются также графич. методы вычисления.

Калориметрич. система обычно окружена оболочкой (в нек-рых случаях неск. оболочками), темп-ра к-рой контролируется заданным образом. В калориметрах

с и з о т е р м и ч е с к о й о б о л о ч к о й темп-ра оболочки поддерживается постоянной с точностью до $\pm 0{,}001°$ и выше. В калориметрах с изотермич. оболочкой поправка на теплообмен значительна, но может быть вычислена весьма точно. Такие калориметры обычно применяются при изучении теплот сравнительно быстрых процессов — теплот сгорания, растворения и в ряде случаев при определении теплоемкости. В случае длительных процессов (от часа и более) калориметры с изотермич. оболочкой почти не применяются, т. к. поправка на теплообмен становится слишком большой.

В калориметрах с а д и а б а т н о й о б о л о ч к о й темп-ра оболочки поддерживается возможно более близкой к темп-ре калориметра, что значительно уменьшает поправку на теплообмен, к-рый в этом случае обусловлен неточностью поддержания адиабатных условий. Относительная точность вычисления остаточного теплообмена в случае адиабатной оболочки значительно ниже, чем в случае изотермической. Калориметры с адиабатной оболочкой применяются при изучении как быстрых, так и медленных процессов (от неск. минут до неск. часов). Для поддержания постоянства темп-ры оболочки или адиабатных условий калориметр снабжается датчиками темп-ры, в качестве к-рых применяются чаще всего контактные термометры, дифференциальные термопары и термометры сопротивления. При автоматич. поддержании адиабатных условий в калориметр входит еще ряд блоков, обеспечивающих автоматизацию. Во мн. калориметрах применяются электронагреватели с необходимыми приборами для точного измерения работы тока (потенциометры, гальванометры, нормальные элементы, хронографы и т. д.).

Калориметрич. опыт заключается в получении кривой изменения темп-ры калориметра во времени; в калориметрах с адиабатной оболочкой, кроме того, измеряется разность темп-р между калориметрич. системой и оболочкой. Ниже описаны типы калориметров, наиболее часто употребляемые для работы при комнатных темп-рах.

Ж и д к о с т н ы е, или о б ы к н о в е н н ы е к а л о р и м е т р ы (рис. 1), применяются при определении теплот сгорания (точность до 0,01 %), теплот растворения (точность ок. 0,1%), теплот нейтрализации и других химич. реакций, теплот испарения; при определении теплоемкостей твердых и жидких тел и т. д. В калориметрич. сосуд вместимостью 50—4 000 *мл* помещается взвешенное количество воды (или др. жидкости) и спец. прибор для проведения реакции, напр. калориметрич. бомба для сожжения веществ при определении теплот сгорания (рис. 2), камера с горелкой для сожжения газов и т. д.; в нек-рых случаях, как, напр., при определении теплот растворения, нейтрализации и др., калориметрич. сосуд является одновременно и реакционным сосудом. В калориметрич. жидкость погружается термометр и нагреватель (для подогрева калориметрич. жидкости до требуемой исходной темп-ры и для проведения опытов по определению теплового значения калориметра). Для ускорения выравнивания темп-р между отдельными частями калориметрич. системы калориметрич. жидкость во время опыта интенсивно перемешивается мешалками. Недостатком водяного калориметра является ограниченность температурного интервала его применения, а также испарение воды во время опыта, к-рое может служить трудно устранимым источником погрешностей, особенно при точных измерениях.

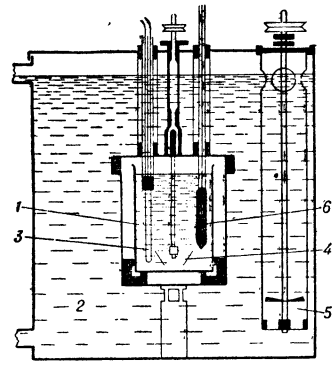


Рис. 1. Жидкостный калориметр для определения теплот растворения: *1* — калориметрич. сосуд; *2* — цилиндрич. сосуд — оболочка; *3* — нагреватель; *4* и *5* — мешалки; *6* — термометр.

М а с с и в н ы е к а л о р и м е т р ы применяются для определения энтальпий и теплот реакций в широком интервале темп-р. Калориметрич. систему в таком калориметре составляет массивный блок (рис. 3) (от 150 *г* до 32 *кг*) из металла с хорошей температуропроводностью (серебра, меди, алюминия), с термометром и нагревателем. При измерении теплот реакций ампула, служащая реакционным сосудом, помещается в металлич. блок при сборке калориметра. При определении энтальпии ампула с исследуемым веществом предварительно нагревается до известной темп-ры в печи, расположенной над оболочкой, и затем сбрасывается в калориметр. Энтальпию образца можно вычислить, зная тепловое значение калориметра и изменение его темп-ры, а также количество теплоты, отдаваемое пустой ампулой калориметра. Такой метод измерения энтальпии часто наз. м е т о д о м с м е ш е н и я. Точность измерения энтальпии этим методом в массивном калориметре — 0,1 — 0,2%, в нек-рых случаях — неск. сотых %. Методом смешения в массивном калориметре средняя теплоемкость (энтальпия) может быть измерена до 2 800°.

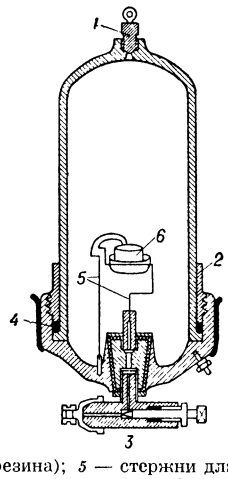


Рис. 2. Самоуплотняющаяся калориметрич. бомба: *1* — конический клапан (для промывания бомбы кислородом); *2* — накидная гайка для уплотнения бомбы; *3* — клапан; *4* — уплотняющая прокладка (резина); *5* — стержни для подвода тока (центральный стержень изолирован от тела бомбы); *6* — брикетка сжигаемого вещества.

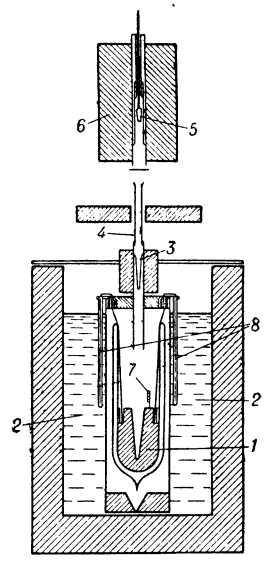


Рис. 3. Массивный калориметр: *1* — медный блок с конусообразным углублением для ампулы; *2* — водяной термостат; *3* — гильза; *4* — трубка; *5* — образец; *6* — нагревательная печь; *7* — крышка блока; *8* — термопары.

Д в о й н о й к а л о р и м е т р применяется при многих измерениях тепловых эффектов, а также при измерениях теплоемкости. Он состоит из двух одинаковых калориметрич. блоков, находящихся при одной и той же темп-ре в общем гнезде и имеющих одинаковый теплообмен с окружающей средой, поэтому вместо поправки на теплообмен вводится небольшая по величине поправка на неидентичность блоков. Двойные калориметры бывают как массивными, так и жидкостными. При определении тепловых эффектов экзотермич. реакций в одном из

блоков проводится реакция, т. е. в этот блок вводится неизвестное количество теплоты. В другой блок вводится равное первому известное количество теплоты, что контролируется равенством темп-р обоих блоков в продолжение всего опыта. При определении теплоемкости один из блоков наполняется веществом с известной теплоемкостью, а в другой помещается исследуемое вещество. Во время калориметрич. опыта плавной регулировкой устанавливается такое соотношение сопротивлений нагревателей в обоих блоках, при к-ром темп-ры блоков во время нагрева равны. Точность относит. определения теплоемкости многих водных растворов — 0,01%.

К а л о р и м е т р ы — к о н т е й н е р ы, в к-рых в калориметрич. сосуд помещается исследуемое вещество, применяются для измерения истинной теплоемкости твердых тел и жидкостей; определяется количество теплоты, необходимое для небольшого подъема темп-ры калориметрич. системы (обычно 1—3°). Такой метод измерения теплоемкости часто наз. м е т о д о м н е п о с р е д с т в е н н о г о н а г р е в а.

Калориметры, работающие п о м е т о д у п р о т о к а, применяются для определения теплоемкости жидкостей и газов. Исследуемое вещество, проходя с постоянной скоростью через прибор, нагревается электрич. током. Его темп-ра измеряется на входе и выходе. Теплоемкость рассчитывается по измеренному изменению темп-ры, скорости течения вещества и мощности электрич. тока в нагревателе. Поправка на теплообмен исключается проведением двух измерений, при к-рых скорость течения и мощность электрич. тока меняют так, чтобы разность темп-р на входе и выходе оставалась постоянной.

Калориметры с плавящимся твердым телом: льдом (0°С), дифениловым эфиром (ок. 25°С), нафталином (ок. 80°С), относятся к к а л о р и м е т р а м с п о с т о я н н о й т е м п е р а т у р о й. Они позволяют получать точные результаты даже при измерении малых тепловых эффектов, сопровождающих длительные процессы. При работе с ледяным (бунзеновским) калориметром (рис. 4) на стенки трубки *4* намораживается лед (для этого в трубку опускается пробирка с сухим льдом), в процессе опыта лед тает. Количество расплавившегося льда определяется по весу ртути, втянутой в систему вследствие уменьшения объема при плавлении (стакан *10* взвешивается до и после опыта), или (при малых тепловых эффектах) по шкале *11*.

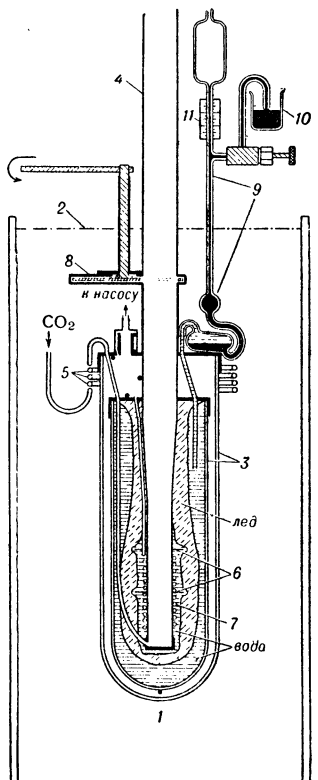


Рис. 4. Ледяной калориметр: *1* — ледяная ванна; *2* — уровень льда в ванне; *3* — стеклянные сосуды с герметичными крышками; *4* — трубка для ввода образца, в к-рую через змеевик *5* поступает CO_2 (для предупреждения проникновения водяных паров из атмосферы); *6* — щитки, уменьшающие конвекцию воды вокруг трубки; *7* — нагреватель (для градуировки калориметра); *8* — экран от излучения; *9* — система измерения количества расплавленного льда; *10* — стакан со ртутью; *11* — шкала для измерения уровня ртути.

Калориметрич. опыт можно проводить при постоянной темп-ре и в жидкостном или в массивном калориметре, применяя т. н. к о м п е н с а ц и о н н ы й м е т о д, при к-ром отрицат. тепловой эффект исследуемого процесса компенсируется введением известного количества тепла.

В калориметре Кальве для компенсации положительного теплового эффекта применяется *Пельтье явление*. Количество тепла, оставшееся нескомпенсированным, измеряется очень точно с помощью системы термопар, расположенных между калориметром и окружающей его изотермич. оболочкой. Этот калориметр отличается сложностью устройства, но позволяет измерять тепловые эффекты очень малой мощности (чувствительность 0,1 *мквт*) при практически неограниченной продолжительности калориметрич. опыта (неск. часов и даже дней).

Лит.: 1) П о п о в М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; 2) Experimental thermochemistry, ed. F. D. Rossini, N. Y., 1956; 3) S w i ę t o s l a w s k i W., Microcalorimetry, N. Y., 1946; 4) R o t h W. A., B e c k e r F., Kalorimetrische Methoden zur Bestimmung chemischer Reaktions wärmen, Braunschweig, 1956; 5) C a l v e t E., P r a t H., Microcalorimétrie. Applications physico-chimiques et biologiques, P., 1956; 6) С т у р т е в а н т Дж. М., Калориметрия, в кн.: Физические методы органической химии, под ред. А. Вайсбергера, пер. с англ., т. 2, М., 1952, гл. XVII, с. 69—189; 7) К у б а ш е в с к и й О., Э в а н с Э., Термохимия в металлургии, пер. с англ., М., 1954; 8) S k i n n e r H. A., Modern aspects of thermochemistry, L., 1958 (Roy. Inst. Chem. Lectures, monographs and reports, 1958, № 3); 9) A r m s t r o n g G. T., J e s s u p R. S., Combustion calorimetry with fluorine: constant pressure flame calorimetry. «J. Res. Nat. Bur. Standards», 1960, v. 64, № 1, p. 49—59.

В. П. Колесов.

КАЛОРИМЕТРИЯ п р и в ы с о к и х т е м п е р а т у р а х — включает калориметрич. исследования при темп-рах от 400°К и выше. Эта граница условна. Нек-рые процессы, сопровождающиеся выделением или поглощением теплоты, идут лишь при высоких темп-рах (напр., реакции горения), однако зона высокой темп-ры создается лишь на нек-рый отрезок времени в реакционном сосуде (напр., в калориметрич. бомбе); применяющиеся же при этих измерениях калориметры, хотя и позволяют исследовать явления, связанные с высокими темп-рами, не относятся к высокотемпературным приборам, т. к. начальная и конечная темп-ры их близки к комнатной.

Спец. калориметры, работающие при высоких темп-рах, необходимы в тех случаях, когда исследуются процессы, приводящие к образованию веществ, неустойчивых при более низких темп-рах, напр. образование растворов металлов друг в друге, распадающихся на компоненты при понижении темп-ры. Исследование энтальпии и, соответственно, теплоемкости веществ, превращающихся из одной фазы в другую при изменении темп-ры, также часто не может быть выполнено методом смешения, т. к. конечное состояние вещества, быстро охлаждаемого в массивном или ледяном калориметре, может быть неопределенным вследствие задержки превращения; энтальпии переходов, получаемые из этих измерений как малые разности больших чисел, часто ненадежны.

К. при высоких темп-рах находится в начальной стадии развития, и экспериментальные приемы здесь не столь установились, как в других температурных областях. Основная трудность — возрастание при повышении темп-ры химич. взаимодействий материалов, применяемых при изготовлении калориметров, а также возрастание электропроводности изоляционных материалов и возникновение термоэлектронной эмиссии; крайне трудно осуществление тепловой изо-

ляции вследствие возрастания теплопередачи излучением.

Калориметры, применяемые при высоких темп-рах, можно несколько условно разделить на приборы для исследования теплоемкости и приборы для исследования теплот реакций и теплот растворения. Особое место занимают проточные калориметры, применяемые для изучения тепловых свойств газов при высоких темп-рах и давлениях [1].

Истинная теплоемкость может быть определена различными методами. Еще П. Дюлонгом и А. Пти в 1819 г. был предложен метод, основанный на рассмотрении кривых охлаждения; однако анализ кривых охлаждения сложен и не может претендовать на точность, хотя он применяется и поныне, гл. обр. при технич. измерениях [2]. Подробно разработана теория методов тепловых измерений, основанных на нестационарном тепловом режиме [3]; тепловые свойства исследуются также по наблюдению скорости нагрева потоком тепла из внешней среды (из печи), к-рый определяется по перепаду темп-ры в к.-л. образцовом веществе, окружающем исследуемый образец [4, 5, 6]. Эти методы могут дать значения теплоемкости с точностью ок. 5%.

Прецизионные калориметры для измерения истинной теплоемкости работают по методу прямого нагрева, впервые разработанного В. Нернстом и др. для низких темп-р. Эти калориметры обычно окружены адиабатич. ширмами, компенсирующими теплообмен [8]. Нагревание проводится в печи сопротивления. Иногда прибор помещают в вакуум, и нагрев ведется с помощью электронной бомбардировки [7] или излучением раскаленной вольфрамовой проволоки, находящейся в полости калориметра [9]. Измерения ведутся чаще всего методом непрерывного нагрева [7—13]; подбираются такие мощности, рассеиваемые в нагревателях печи, ширмы и калориметра, чтобы разность темп-р ширмы и калориметра была близка к нулю; тогда, учитывая при необходимости теплообмен калориметра с ширмой (как, напр., в методе Сайкса [10]), можно из наблюдений хода темп-ры калориметра во времени и мощности, рассеиваемой нагревателем калориметра, вычислить теплоемкость помещенного в него вещества. При таком способе нагрева в исследуемом образце всегда существует поле темп-р с градиентами, меняющимися во времени, тем большими, чем меньше теплопроводность вещества. Поэтому вопрос о темп-ре образца и ее изменении становится неопределенным, особенно вблизи точек превращения. Пользуясь этим методом, можно получить удовлетворительные результаты при исследовании массивных металлич. образцов, однако вблизи точек превращения на участках кривой теплоемкости, далеких от прямолинейности, трудно получить правильные величины теплоемкости, особенно для веществ с плохой теплопроводностью [13].

При исследовании порошков с малой теплопроводностью (соли, окислы и т. д.) пользуются методом периодич. нагрева: введя в калориметр энергию, необходимую для повышения его темп-ры на 1—2° (или меньше), добиваются равномерного (или, по крайней мере, стационарного) распределения темп-ры по прибору. Этого можно достичь таким регулированием нагрева ширм и печей, при к-ром теплообмен калориметра достаточно близок к нулю. Такой способ работы, хотя и труднее осуществимый, чем способ непрерывного нагрева, с успехом применялся до темп-р 500° и даже 750°С при точности в неск. десятых процента [14, 15] (рис. 1, 2).

Для проводящих электрич. ток материалов измерение истинных теплоемкостей (до 3 600°С) производится нагревом импульсами тока [16—20] (рис. 3) [17]. Цилиндрич. образец помещается в графитовую трубу, служащую печью (охранным нагревателем) для разогрева образца до темп-ры начала измерения (на рис. не показано). Для измерения теплоемкости через образец пропускается импульс тока (2,5 *кв*); стационарная скорость нагрева (ок. 50° в *сек*) устанавливается через 0,1 *сек*. Теплопотери средней части образца становятся заметными лишь по истечении

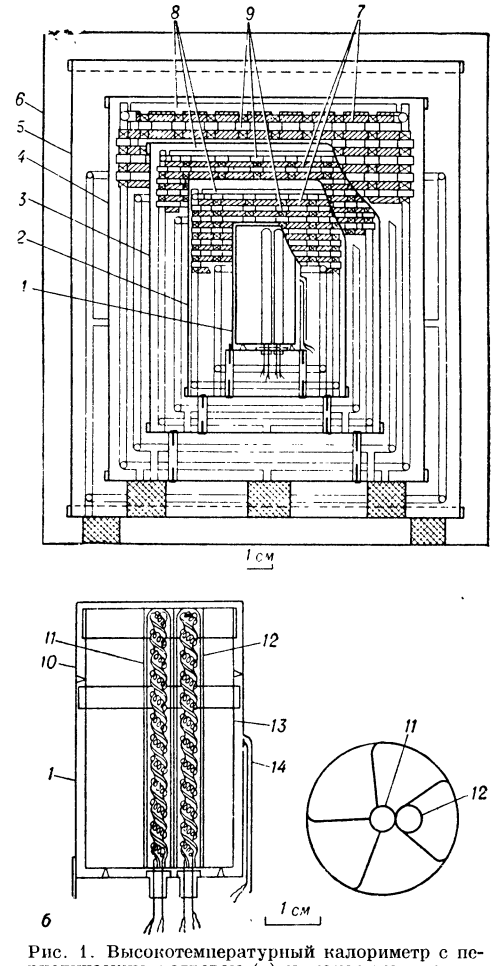


Рис. 1. Высокотемпературный калориметр с периодическим нагревом (*а*) и калориметрич. сосуд (*б*) [15]: *1* — калориметрический сосуд; *2*, *3*, *4* — адиабатич. ширмы; *5*, *6* — стальные оболочки; *8* — кварцевый каркас, на который нанизаны бусы *9*, удерживающие нихромовую ленту *7*; *10* — крышка; *11* — нагреватель; *12* — термометр сопротивления; *13* — ампула для вещества; *14* — дифференциальная термопара.

нек-рого времени (для большинства материалов более 0,2 *сек*) после того, как темп-ра образца заметно повысится. Теплоемкость рассчитывается из измеренной скорости нагрева во время подъема темп-ры на 5—6°, мощности, рассеиваемой в средней части образца, и его массы. Для определения темп-ры образца и скорости ее изменения применяется фотоэлектрич. пирометр с осциллографич. записью, имеющий константу времени менее 0,01 *сек* и позволяющий достаточно точно измерять изменения темпры в 5° в области от 1 000° до 3 600°С. Дифференцирующая электронная схема позволяет записывать непосредственно скорость изменения темп-ры. Таким методом удалось измерить теплоемкость тантала и графита вплоть до темп-ры разрушения образцов с точностью ±5%. Для исследования образцов металла

в виде проволоки до 1200—1 500°С применяются аналогичные методы, при к-рых темп-ра отсчитывается по сопротивлению исследуемой проволоки [18—20].

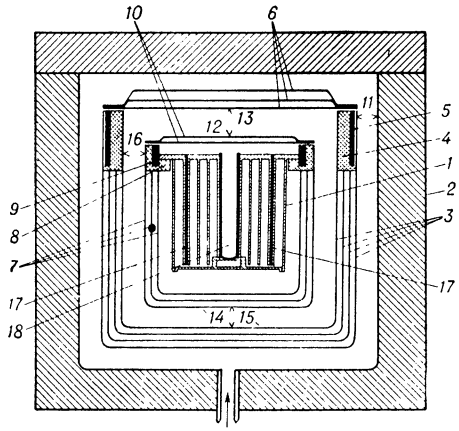


Рис. 2. Высокотемпературный калориметр для определения теплоемкости [14]: *1* — калориметрический сосуд с нагревателями *17* и термометром *18*; *2* — алюминиевая оболочка с крышкой; *3* — серебряные экраны адиабатической ширмы, приваренные к серебряному кольцу *4* с нагревателем *5* и крышками *6*; *7* — серебряные экраны калориметра, приваренные к серебряному кольцу *8*, с нагревателем *9* и крышками *10*; *11*—*15* — термопары; *16* — термобатарея.

Измерение теплот смешения и теплот химич. реакций при 500—600°С производится в калориметрах, подобных применяемым при комнатных темп-рах [21—24]. Реакция проводится в графитовом или кварцевом, окруженном массивным экраном, являющимся изотермич. оболочкой калориметра; это устройство, соответствующим образом экранированное, помещается в термостатированную печь. Темп-ра измеряется термопарой, реперный спай к-рой помещается в массивную оболочку. Калибровка прибора производится по работе тока; введение электрич. мощности во время процесса, идущего в калориметре с поглощением тепла, позволяет частично компенсировать изменение темп-ры калориметра, уменьшить, т. о., теплообмен с оболочкой и получить точность измерений порядка ±1%. Подобные приборы применялись для исследования теплот смешения жидких металлов и с особенным успехом — теплот растворения металлов (твердых и жидких) в расплавленном олове [24]. Эти приборы достаточно удовлетворительны для исследования процессов, заканчивающихся в течение неск. минут, особенно эндотермических, и гораздо менее точны при исследовании процессов, идущих с выделением тепла.

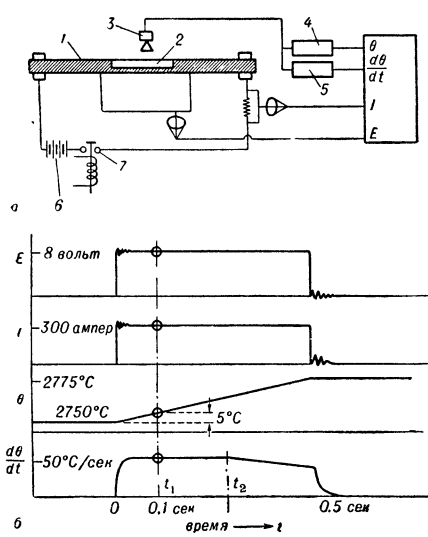


Рис. 3. Схема определения теплоемкости методом импульсов (*а*) и примеры осциллограмм (*б*) [17]: *1* — образец; *2* — щель, на дно к-рой фокусируется оптический пирометр *3* (для записи температуры образца θ и скорости ее изменения $d\theta/dt$); *4* — потенциометр; *5* — дифференциатор; *6* — аккумулятор; *7* — реле; t_1 — момент времени, для которого вычисляется теплоемкость; t_2 — момент времени, для которого становятся заметными тепловые потери.

Для измерения теплот реакций при высоких температурах особенно многообещающим представляется применение метода, разработанного Е. Кальве, в к-ром измеряется теплообмен калориметра с тщательно термостатированной оболочкой. Этой цели служит система последовательно соединенных термопар, один ряд спаев к-рых расположен на калориметрич. сосуде, а другой — на оболочке; мгновенное значение эдс такой термобатареи пропорционально мощности потока теплоты, а интегрирование по кривой эдс — время (получаемой обычно с помощью самопишущего прибора) дает возможность вычислить полное количество теплоты, выделившееся или поглотившееся в калориметре. Такая аппаратура позволяет исследовать длительные явления, если термостатирование оболочки достаточно надежно. Применительно к измерению теплот смешения солей разработан [25] (рис. 4) двойной калориметр этого типа, в к-ром при 500°С измерены тепловые эффекты порядка 2 *кал* (при чувствительности 0,01 *кал* и объеме реакционного сосуда ок. 20 *см*³).

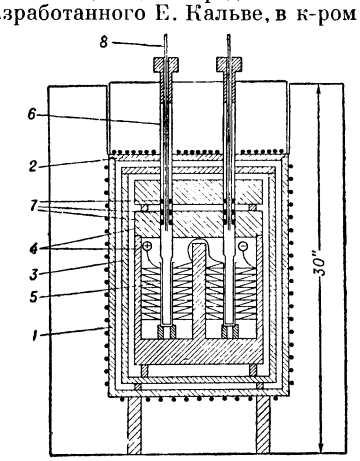


Рис. 4. Калориметр для определения теплот смешения (до 500°С): *1* — главный нагреватель печи; *2* — нагреватель крышки; *3* — массивный экран; *4* — алюминиевая оболочка; *5* — калориметр; *6* — трубка для введения вещества; *7* — экран для уменьшения потерь излучением; *8* — трубка манипулятора; + и — выводы термобатареи.

Лит.: 1) Тимрот Д. Л., Варгафтик Н. Б., Ривкин С. Л., «Изв. Всес. теплотехн. ин-та», 1948, № 4, с. 1—10; 2) Knappwost A., «Z. Elektrochem. Angew. phys. Chem.», 1943, Bd 49, № 1; 3) Кондратьев Г. М., Регулярный тепловой режим, М., 1954; 4) Барский Ю. П., «Тр. Гос. Всес. н.-и. ин-та строит. керамики», 1960, вып. 15, с. 167—74; его же, там же, вып. 16, с. 149—62; 5) Бакаев В. А., «ЖФХ», 1960, т. 34, вып. 8, с. 1875—78; 6) Smith C. S., «Trans. Amer. Inst. Mining and Metallurg. Engrs», 1940, v. 137, p. 236; Temperature. Its measurement and control in science and industry, N. Y., 1941 (Symposium, November, 1939), p. 974; 7) Klinkhardt H., «Ann. Physik», 1927, Bd 84, № 17, S. 167; 8) Moser H., «Phys. Z.», 1936, Bd 37, № 21, S. 737; 9) Боганов А. Г., Высокотемпературный адиабатический калориметр для измерения истинных теплоемкостей твердых веществ, М., 1960; 10) Sykes C., «Proc. Roy. Soc. A», 1935, v. 148, № 864, p. 422; Sykes C., Jones F. W., «J. Inst. Metals», 1936, v. 59, № 2, p. 257; Swindells N., Sykes C., «Proc. Roy. Soc. A», 1938, v. 168, № 933, p. 237; 11) Awbery J. H., Griffiths E., там же, 1940, v. 174, p. 1—15; Awbery J. H., Challoner A. R., «J. Iron and Steel Inst.», 1946, v. 154, № 2, p. 84—90; 12) Backhurst J., там же, 1958, v. 189, pt. 2, p. 124; 13) Mustajoki A., «Suomolais. tiedeakat. toimituks. Sar. A. VI», 1957, Physica, № 5; его же, там же, № 7; его же, там же, «Sar. A. I», 1951, № 98; 14) West E. D.,

Ginnings D. C., «J. Res. Bur. Standards», 1958, v. 60, № 4, p. 309—16; 15) Соколов В. А., «ЖТФ», 1948, т. 18, вып. 6, с. 813; Шмидт Н. Е., Соколов В. А., «Ж. неорган. химии», 1960, т. 5, вып. 8, с. 1641; 16) Хоткевич В. И., Багров Н., «ДАН СССР», 1951, т. 81, № 6, с. 1055; Хоткевич В. И., Чайковский Э. Ф., Зашквара В. В., «Физ. металлов и металловедение», 1955, т. 1, вып. 2, с. 206; 17) Rasor N. S., McClelland J. D., «Rev. Scient. Instrum.», 1960, v. 31, № 6, p. 595—604; 18) Wallace D. C., Sidles P. H., Danielson G. C., «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, № 1, p. 168; 19) Behrens W. U., Drucker C., «Z. Phys. Chem.», 1924, Bd 113, H. 1—2, S. 79; 20) Förster F., Tschentke G., «Z. Metallkunde», 1940, Bd 32, № 6, S. 191; 21) Кубашевский О., Эванс Э., Термохимия в металлургии, пер. с англ., М., 1954; 22) Kubaschewski O., Walter A., «Z. Elektrochem. Angew. phys. Chem.», 1939, Bd 45, № 8, S. 630; Kubaschewski O., Wittig F. E., там же, 1941, Bd 47, № 4, S. 433; Weibke F., Schrag G., там же, 1941, Bd 47, № 3, S. 222; Kubaschewski O., Villa H., там же, 1949, Bd 53, № 1, S. 32; 23) Kleppa O. J., «J. Phys. Chem.», 1955, v. 59, № 2, p. 175; его же, там же, 1956, v. 60, № 7, p. 842; 24) Wittig F. E., Böhm G., «Z. Metallkunde», 1956, Bd 47, № 10, S. 699; 25) Kleppa O. J., «J. Phys. Chem.», 1960, v. 64, № 12, p. 1937—40.

В. А. Соколов.

КАЛОРИМЕТРИЯ при низких температурах включает калориметрич. исследования, проводимые в температурных интервалах, нижние пределы к-рых лежат в области темп-р жидких азота, водорода и гелия (прибл. от 77° до 1°К) и более низких, до 0,1°К, достигаемых методом *адиабатического размагничивания*. Верхние пределы измерений могут простираться до комнатной темп-ры. К. при низких темп-рах применяется гл. обр. при исследовании твердого тела: для измерения теплоемкости, зависимости ее от темп-ры и др. параметров; для измерения теплот фазовых переходов, а также для исследования жидкостей и газов, существующих при низких темп-рах. Значит. поле приложений нашла К. при низких темп-рах в термодинамике: по измерениям теплоемкости в широком интервале темп-р рассчитываются термодинамич. ф-ции различных веществ, напр. энтропия.

Для определения теплоемкости при низких темп-рах почти всегда применяется прямой метод: измеряется повышение температуры Δt, происходящее благодаря подведению к калориметру известного количества тепла ΔQ. Теплоемкость определяется как $C = \Delta Q/\Delta t$. В опыте непосредственно измеряется теплоемкость всего калориметра, поэтому для определения теплоемкости исследуемого образца отдельно измеряют теплоемкость остальных частей калориметра. Для определения теплот фазовых переходов при постоянной темп-ре измеряется количество вещества, перешедшее из одной фазы в другую при вводе известного количества тепла.

Калориметры, применяемые в области низких темп-р, относятся к калориметрам с переменной темп-рой и отличаются сравнительным единообразием. Исключение составляют калориметры, работающие по методу температурных волн (см. ниже). Калориметрич. сосуд, обычно снабженный электрич. нагревателем и термометром, как правило, органически связан с *криостатом*, к-рый погружается в ванну с соответствующим хладоагентом. Четкого разграничения между калориметрич. сосудом и криостатом со всем его содержимым, включая калориметрич. сосуд, не делают; и первый и второй наз. калориметром.

Собственно калориметры сводятся к двум основным типам. 1) Если исследуется сплошной образец, обладающий достаточно высокой теплопроводностью при низких темп-рах, то калориметром служит сам образец, к к-рому приклеиваются нагреватель и термометр. В этом случае дополнит. теплоемкость минимальна и часто ее можно не измерять, а учесть в виде малой поправки. 2) Калориметром служит заполненный газообразным гелием при давлении неск. *мм рт. ст.* герметичный сосуд, в к-рый помещается раздробленное исследуемое вещество, термометр и нагреватель (рис. 1). Все детали калориметрич. сосуда обычно изготавливаются из меди. Гелий служит для теплообмена внутри калориметра.

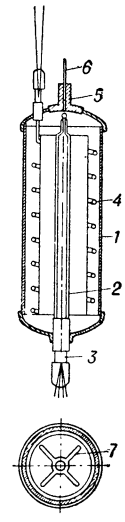


Рис. 1. Калориметрический сосуд, применяемый в области низких температур: *1* — полый цилиндр с крышками; *2* — трубка для сменного термометра сопротивления *3*; *4* — спираль из герметичного капилляра, наполненного гелием, с помещенным в него нагревателем; *5* — пробка; *6* — капилляр для заполнения сосуда теплообменным газом; *7* — крылышки для теплообмена.

В широкой области темп-р (от 10—12°К до 300°К) для измерения температурной зависимости теплоемкости, а также тепловых эффектов фазовых переходов применяются вакуумные адиабатические калориметры [3]. В таких калориметрах калориметрич. сосуд окружен адиабатич. экраном и помещен в вакуумный криостат, в к-ром непрерывной откачкой поддерживается вакуум ок. 10^{-6} *мм рт. ст.* (рис. 2). Предварительное охлаждение калориметра до темп-ры ванны производится напусканием в вакуумную рубашку криостата теплообменного газа (обычно паров хладоагента из той же ванны); после охлаждения криостата до нужной темп-ры газ откачивается.

Темп-ра калориметра измеряется платиновым термометром сопротивления, проградуированным для работы в области 10—300°К. Вспомогательные измерения темп-ры, напр. разности темп-р калориметра и адиабатич. экранов, производятся термопарами. Темп-ра калориметра, даже когда она сильно отличается от температуры хладоагента, поддерживается постоянной с точностью до 10^{-5} *град/мин*; поэтому изменение темп-ры калориметра при вводе тепла ΔQ легко рассчитывается. Общая средняя погрешность результатов измерений теплоемкости в области 10—20°К достигает 1%, в остальном интервале темп-р может быть доведена до 0,1—0,2%. Широко применяются различные модификации калориметров такого типа [4—6]; нек-рые из них в значит. степени автоматизированы [7, 8]. В отдельных случаях такие калориметры применяются в более широком интервале темп-р — от 5—6° до 380°К [9]. Нек-рое применение в области темп-р от 12° до 300°К нашел калориметр, имеющий не адиабатический, а массивный изотермич.

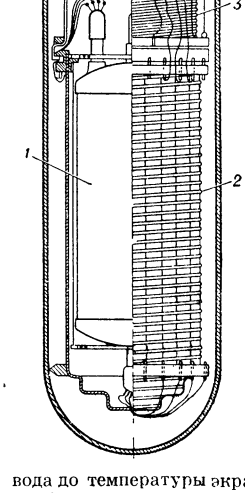


Рис. 2. Вакуумный адиабатич. калориметр для интервала температур 10—300°К: *1* — калориметрич. сосуд; *2* — адиабатич. экран из медной фольги с нагревателем (спиральная обмотка на рис.); *3* — крышка экрана с нагревателем; *4* — подогреваемый барабан, нагревающий обмотанные вокруг него подводящие провода до температуры экрана; *5* — вакуумная рубашка криостата; *6* — уплотнение, допускающее разборку без пайки (медное кольцо ромбич. сечения, сдавливаемое фланцами при сборке).

экран, поддерживаемый при темп-ре, близкой к темп-ре калориметра [10, 11].

В области гелиевых темп-р (1—4°К) обычно применяют калориметры без адиабатизирующих экранов (рис. 3) [12], так как роль излучения при этих темп-рах ничтожна, а калориметр окружен хладоагентом, мало отличающимся от него по темп-ре; темп-ра измеряется бронзовым или угольным термометром сопротивления, проградуированным по давлению паров гелия. Вакуум в криостате создается предварительной или постоянной откачкой. Большое распространение в этой области темп-р получили калориметры (рис. 4), в к-рых для предварительного охлаждения калориметрич. сосуда до темп-ры гелиевой

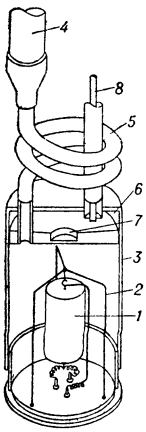


Рис. 3. Калориметр для гелиевых температур: *1* — образец со вставленным в него термометром; *2* — подставка из нихромового провода; *3* — вакуумная рубашка криостата; *4* — трубопровод для откачки криостата и наполнения его теплообменным газом; *5* — охлаждаемые жидким гелием медные спирали (экран для излучения); *6* — камера гелиевого конденсационного термометра; *7* — углубление для конденсата, *8* — трубка с вакуумной рубашкой для измерения давления паров.

ванны применяется механич. контакт — тепловой ключ [13, 14]. В этом случае образец предварительно охлаждается за счет механич. контакта со стенкой вакуумного криостата, находящейся при темп-ре ванны. Контакт осуществляется прижиманием образца подвижным устройством. В качестве теплового ключа можно применять сверхпроводящий ключ, действие к-рого основано на том, что теплопроводность сверхпроводника в сверхпроводящем состоянии значительно ниже, чем в нормальном.

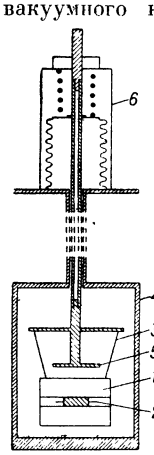


Рис. 4. Калориметр с тепловым ключом: *1* — исследуемый образец; *2* — угольный термометр; *3* — подвески образца; *4* — вакуумная рубашка криостата; *5* — контактная пластинка, при помощи к-рой можно прижимать образец ко дну вакуумной рубашки (тепловой ключ); *6* — система управления движением контактной пластинки.

В более широкой области темп-р (от 1° до 20°К) применяют калориметры всех описанных выше типов. Темп-ра чаще всего измеряется угольным термометром, градуируемым в этом случае и по давлению паров водорода [12] или по газовому термометру. Применяются также газовый термометр, константановый и индиевый термометры сопротивления и др. Криостатом может служить вакуумная камера гелиевого ожижителя [15]. Изменение темп-ры в калориметрич. опыте при работе в области гелиевых темп-р рассчитывается с учетом теплопотерь. Средняя погрешность измерений теплоемкости между 1° и 20°К составляет 1—3%.

При сверхнизких темп-рах (0,1—1°К) применяют вакуумный калориметр (рис. 5) [16], в к-ром предварительное охлаждение образца происходит за счет теплового контакта с парамагнитной солью, подвергающейся *адиабатическому размагничиванию*. После охлаждения до темп-ры начала измерений образец изолируется от соли тепловым сверхпроводящим ключом и к нему подводится известное количество тепла нагревателем. Темп-ра образца обычно измеряется угольным термометром, к-рый от 0,1° до 1,2°К градуируется по магнитной восприимчивости, применяемой для охлаждения соли (см. *Магнитная термометрия*), а между 1,1° и 4,2°К — по гелиевому *конденсационному термометру*. Калориметрич. опыт при сверхнизких темп-рах происходит в условиях непрерывного отогрева соли и образца; поэтому истинное изменение темп-ры при выделении в образце известного количества энергии определяется графически из кривых температурного хода калориметра. Общая средняя погрешность результатов сильно зависит от темп-ры измерения и при 0,1°К составляет прибл. 10%

Вследствие больших экспериментальных трудностей при температурах ниже 1°К, наряду с прямыми методами измерения теплоемкости, применяется так наз. метод температурных волн. В калориметрич. установке, работающей по этому методу [17], в вакуумную рубашку криостата помещается стержень из исследуемого вещества, вдоль к-рого расположены находящиеся с ним в тепловом контакте нагреватель и 2 термометра. Тепловым потоком синусоидальной формы нагреватель генерирует в образце температурные волны, скорость распространения к-рых измеряется по разности фаз колебаний темп-ры в термометрах. Отдельно измеряется градиент темп-ры, возникающий вдоль стержня за счет выделения нагревателем постоянной мощности. Экспериментально определяются коэффициенты *теплопроводности* и *температуропроводности*; их отношение дает теплоемкость единицы объема стержня. Точность этого метода при использовании гораздо меньшего количества вещества сравнима с точностью прямого метода. Однако волновой метод можно применить к ограниченному количеству объектов исследования.

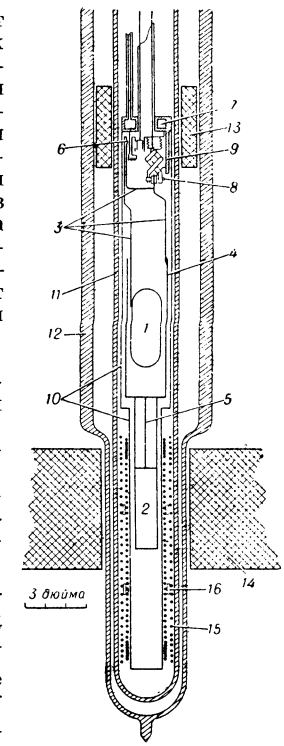


Рис. 5. Калориметр для сверхнизких температур (до 0,1°К). Образец *1* с приклеенными к нему термометром и нагревателем соединен с парамагнитной солью *2*, в которую запрессованы медные пластинки, холодопроводом, состоящим из полосок фольги *3*, экрана *4* и стержня *5*, изготовленных из меди, через сверхпроводящий тепловой ключ *6*. Гелиевый конденсационный термометр *7* соединен с солью и образцом механич. тепловым ключом *8* через медный отросток *9*. Вся эта система заключена в вакуумный криостат *10*, помещенный в сосуды Дьюара с жидкими гелием *11* и азотом *12*. Образец при выключении соленоида *13* изолируется от соли. Намагничивание соли осуществляется магнитом *14*, измерение ее магнитной восприимчивости — первичной *15* и вторичной *16* катушками.

Лит.: 1) Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959; 2) Progress in cryogenics, v. 1, L., 1959; 3) Стрелков П. Г. [и др.], «ЖФХ», 1954, т. 28, № 3, с. 459; 4) Southard J. C., Brickwedde F. G., «J. Amer. Chem. Soc.», 1933, v. 55, p. 4378; 5) Clusius K. [u. a.], «Z. Naturforsch.», 1949, Bd 4a, № 6, S. 424; 6) Furukawa G. T. [a. o.], «J. Res. Nat. Bur. Standards», 1956, v. 57, № 2, p. 67; 7) Крафтмахер Я. А., Стрелков П. Г., «Ж. прикл. механ. и техн. физики», 1960, № 3, с. 194; 8) Cooper W. J. [a. o.], «Rev. Scient. Instrum.», 1959, v. 30, № 7, p. 557; 9) Osborne D. W. [a. o.], «J. Amer. Chem. Soc.», 1955, v. 77, № 10, p. 2737; Greenberg E., Westrum E. F., там же, 1956, v. 77, № 18, p. 4526; 10) Johnston H. L., Kerr E. C.,

там же, 1950, v. 72, № 10, p. 4733; 11) Catalano E., Stout J. W., «J. Chem. Phys.», 1955, v. 23, № 7, p. 1284; 12) Clement J. R., Quinnell E. H., «Phys. Rev.», 1953, v. 92, № 2, p. 258; 13) Ramanathan K. G., Srinivasan T. M., «Philos. Mag.», 1955, v. 46, № 374, p. 338; 14) Scales W. W., «Phys. Rev.», 1958, v. 112, № 1, p. 49; 15) Parkinson D. H. [a. o.], «Proc. Roy. Soc. A», 1951, v. 207, № 1089, p. 137; 16) Phillips N. E., «Phys. Rev.», 1959, v. 114, № 3, p. 676; 17) Заварицкий Н. В., «ЖЭТФ», 1957, т. 33, вып. 6 (11), с. 1085. *Е.С. Ицкевич.*

КАЛОРИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ — величины, позволяющие вычислить количество тепла Q, к-рое необходимо подвести к термодинамич. системе для перевода ее в новое состояние. Если состояние системы определяется давлением p и темп-рой T, то при изотермич. процессе К. к. служит теплота изотермич. сдавливания $n = \left(\frac{\delta Q}{\delta p}\right)_T$, а при изобарич. процессе — теплоемкость при постоянном давлении $C_p = \left(\frac{\delta Q}{\delta T}\right)_p$. Теплота изотермич. расширения $l = \left(\frac{\delta Q}{\delta V}\right)_T$ и теплоемкость при постоянном объеме $C_V = \left(\frac{\delta Q}{\delta T}\right)_V$ являются К. к. в переменных V, T. В переменных p– V К. к. являются теплота изобарного расширения $k = \left(\frac{\delta Q}{\delta V}\right)_p$ и теплота изохорного сдавливания $m = \left(\frac{\delta Q}{\delta p}\right)_V$. Для определения К. к. можно использовать следующие дифференциальные соотношения термодинамики:

$$n = \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T - V = -T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p; \quad C_p = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_P,$$

$$l = p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V; \quad C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V,$$

$$k = p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_p; \quad m = \left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_V,$$

где i — *энтальпия*, U — *внутренняя энергия* системы.

Эти выражения позволяют раскрыть физич. смысл К. к: Так, напр., при изотермич. расширении $Q_{12} = \int_1^2 [p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T] dV$, т. е. подведенное тепло затрачивается на совершение работы $\int_1^2 p dV$ и изменение внутр. энергии системы $\int_1^2 \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV$. Следует иметь в виду, что δQ обозначает исчезающе малое количество тепла, к-рое не является полным дифференциалом, и поэтому $\frac{\delta^2 Q}{\delta p \delta T} \neq \frac{\delta^2 Q}{\delta T \delta p}$; аналогичное утверждение справедливо относительно других переменных.

Лит.: 1) Карапетьянц М. Х., Химическая термодинамика, 2 изд., М.—Л., 1953; 2) Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 9, B., 1960, S. 24. *А. М. Сирота.*

КАЛОРИЯ — внесистемная единица количества теплоты, равная 4,1868 *джоуля* (ГОСТ 8550—57). Обозначается *кал* или cal. Распространена кратная единица — килокалория (большая калория) (*ккал*, kcal), равная 1 000 *кал*.

К. — 1-я единица количества теплоты — была определена как количество теплоты, необходимое для нагревания 1 *г* воды на 1°С. До конца 19 в. ни участок темп-рного интервала, в к-ром производится нагревание, ни его условия не оговаривались. Поэтому применялись различные К.: 0-, 15-, 20-, 25-градусная К., средняя, термохимич. К. и т. д. В СССР с 1934 г. по 1957 г. применялась 20-градусная килокалория, равная (с точностью до 0,02%) количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 *кг* воды от 19,5°С до 20,5°С (ОСТ/ВКС 6259). 1-я Мировая конференция по свойствам воды и пара (Лондон, 1929 г.) ввела международную килокалорию, равную $^1/_{860}$ международного *квт-ч*.

На международных конференциях по свойствам водяного пара в 1954 г. и 1956 г. было принято решение о переходе от килокалории к новой единице количества теплоты — абсолютному *джоулю*, и об определении международной килокалории через джоуль (1 *ккал* = 4,1868 *килоджоуля*). В термохимич. измерениях и в химич. термодинамике применяется К., равная 4,1840 *дж*.

Лит.: 1) Пилипчук Б. И., Единицы измерения тепловых величин, «Измерит. техника», 1959, № 1; Скуратов С. М., К вопросу об единицах измерения тепловых величин, там же, 1959, № 9; 3) Ромадин В. П., О новой единице тепловой энергии, «Теплоэнергетика», 1958, № 7. *Г. Д. Бурдун.*

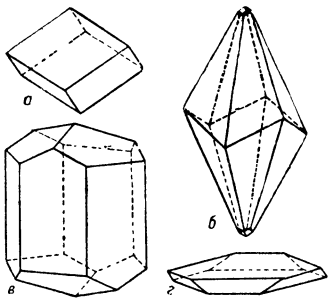
КАЛЬЦИЙ (Calcium) Ca — химич. элемент II гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 20, ат. в. 40,08. Принадлежит к щелочноземельным металлам. Природный К. состоит из смеси 6 стабильных изотопов с массовыми числами: 40, 42, 43, 44, 46, 48, из к-рых наиболее распространен Ca^{40} (96,97%). Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов атомом К. 0,43 *барн*. Из искусственно радиоактивных изотопов наиболее важен Ca^{45} ($T_{1/2}$ = 163,5 дня). Конфигурация внешних электронов атома $4s^2$. Энергия ионизации в *эв*: ($Ca^0 \rightarrow Ca^+$) 6,11; ($Ca^+ \rightarrow Ca^{2+}$) 11,87; ($Ca^{2+} \rightarrow Ca^{3+}$) 51,21; ($Ca^{3+} \rightarrow Ca^{4+}$) 66,7; ($Ca^{4+} \rightarrow Ca^{5+}$) 84,39. Свободный К. — серебристо-белый металл. Известны 2 аллотропич. модификации: низкотемпературная α-форма, с гранецентрированной кубической решеткой, a = 5,56 Å, плотность 1,54 *г/см*^{3} (20°), и высокотемпературная β-форма. Температура (здесь и далее значения температур даны в °С) перехода α→β 464° ± 4°. Атомный радиус 1,97 Å, ионный радиус Ca^{2+} 1,04 Å; $t°_{пл}$ 851°; $t°_{кип}$ 1 482°. Теплота плавления 2,23 *ккал/г-атом*; теплота испарения при т. кипения 36,7 *ккал/г-атом*. Уд. теплоемкость 0,149 *кал/г · град* (0—100°); термич. коэфф. линейного расширения $22 \cdot 10^{-6}$ (0—300°); теплопроводность 0,3 *кал/см · · град · сек* (20°). Уд. электросопротивление (в *мком · · см*) 3,43 (0°); 4,6 (20°); термич. коэфф. электросопротивления $4{,}57 \cdot 10^{-3}$ (20°). К. достаточно высокой степени чистоты хорошо прессуется при 200—400° и может быть прокатан в листы. Модуль упругости 2600 *кГ/мм*^{2}; предел прочности при растяжении 6 *кГ/мм*^{2}; предел упругости 0,4 *кГ/мм*^{2}; предел текучести 3,8 *кГ/мм*^{2}; относительное удлинение 50%; твердость по Бринеллю 20—30 *кГ/мм*^{2}. Химически К. очень активен. В ряду напряжений располагается среди наиболее электроотрицательных металлов. На воздухе при обычной темп-ре покрывается желтоватой пленкой, в к-рой наряду с CaO содержится CaO_2. При нагревании на воздухе воспламеняется. Легко соединяется с водородом, галогенами, серой и азотом. Энергично взаимодействует с водой и кислотами, выделяя водород. При нагревании восстанавливает окислы почти всех металлов. В соединениях 2-валентен. Из соединений К. наиболее важны: окись CaO (негашеная известь), энергично соединяющаяся с водой с образованием гидроокиси $Ca(OH)_2$ (гашеная известь); карбид CaC_2, разлагающийся водой с образованием ацетилена; сульфат $CaSO_4$ (в природе встречается в виде гипса и ангидрита); карбонат $CaCO_3$ (известняк, мел, мрамор); хлорид $CaCl_2$ и мн. др.

Металлич. К. применяется в черной и цветной металлургии; является одним из лучших восстановителей для выделения Be, Zr, Ti, Ta, Th, U и др. металлов из их соединений. Соединения К. — известь, гипс, алебастр и мн. др. — широко употребляются как строительные материалы.

Лит.: 1) Доронин Н. А., Металлургия кальция, М., 1959; 2) Rare metals handbook, ed. Cl. A. Hampel, 2 ed., L., 1961.

КАЛЬЦИТ (известковый шпат) — минерал химич. состава $CaCO_3$, тригонально-скаленоэдрич. вида симметрии. Нередко содержит примеси Mg, Fe,

Mn (до 8%), а также Zn, Co, Sr, Ba. Параметры элементарной ячейки $a = 4{,}98$Å, $c = 17{,}02$Å, пространственная группа $D_{3d}^6 - R\bar{3}c$. Количество молекул в ячейке $M = 2$. Встречается в виде кристаллов разнообразной формы. Наиболее характерны ромбоэдрический, скаленоэдрический, призматический и таблитчатый кристаллы (рис.). Часто дает двойники по различным законам. Двойниковая плоскость проходит по {0001}, {01$\bar{1}$2}, {10$\bar{1}$1} и по {02$\bar{2}$1}. По плоскости {10$\bar{1}$1} дает повторные двойники. В структуре К. атомы Ca и атомы C расположены по узлам ромбоэдрич. решеток, как бы вдвинутых одна в другую. Атомы O группируются по 3 вокруг C, располагаясь в одной с ним плоскости. Твердость по Моосу — 3. Отчетливо проявляется анизотропия твердости. Уд. вес 2,6—2,8 *г/см*^{3}. Плавится при давлении 170 *атм* и темп-ре 1 290°C; под атм. давлением при 825°C начинает разлагаться. Растворяется в кислотах. Обладает весьма совершенной спайностью по ромбоэдру (1011), хрупок. Блеск стеклянный. Чистые разновидности (т. н. и с л а н д с к и й ш п а т) прозрачны и бесцветны. Может быть окрашен примесями в темно-серый, желтый, розовый, бурый, черный и др. цвета. Кристаллы К. оптически одноосны, отрицательны, с весьма высоким двупреломлением (для $\lambda = 588{,}9$ *мк* $N_0 = 1{,}658$, $N_e = 1{,}486$). К. с примесью Mn сильно флуоресцирует. К. — главный породообразующий минерал карбонатных пород: мела, известняка, мрамора. Исландский шпат употребляется в оптич. промышленности для изготовления поляризац. призм. Карбонат Ca, наряду с К., имеет неустойчивую модификацию — а р а г о н и т.



Кристаллы кальцита: *а* — ромбоэдрический; *б* — скаленоэдрический; *в* — призматический; *г* — таблитчатый.

Лит.: Д э н а Дж. Д. [и др.], Система минералогии, пер. с англ., т. 2, полутом 1, М., 1953, с. 174—97. *М. О. Клия.*

КАМЕННАЯ СОЛЬ (г а л и т, п о в а р е н н а я с о л ь) — минерал химич. состава NaCl гексоктаэдрич. вида симметрии. Кристаллы образуют кубич. гранецентрированную решетку с периодом 5,628 Å. Пространственная группа $Fm\,3m$. Количество молекул в ячейке $M = 4$. Спайность по кубу (100) совершенная. Хрупка, твердость по Моосу — 2, уд. вес 2,1 *г/см*^{3}. Скольжение по плоскости ромбододекаэдра {011} в направлении [110]. Обладает высокой пластичностью при повышенных темп-ре и давлении, $t°_{пл} = 804$°C; $t°_{кип} = 1{,}440$°C. Высоко диатермична. Чистые кристаллы прозрачны и бесцветны. Показатель преломления n уменьшается с повышением темп-ры (см. табл. для $\lambda = 587{,}6$ *мк*). Из чистых кристаллов К. с., как природных, так и искусственных, изготовляются призмы для инфракрасных спектрографов для областей от 950 до 1 550 *мк*. В природе К. с. кристаллизуется из водных растворов, в лабораторной практике — из расплава.

t°C	14	102	177	320	425
n	1,5446	1,5409	1,5372	1,5301	1,5246

Лит.: Д э н а Д ж. Д. [и др.], Система минералогии, пер. с англ., т. 2, полутом I, М., 1953, с. 14—19. *М. О. Клия.*

КАМЕРЛИНГ-ОННЕСА УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ — одно из полуэмпирических интерполяционных ур-ний, предлагавшихся для описания реальных (неидеальных) газов.

Вообще, ур-ние состояния неидеальных газов определяется *вириальным разложением* или, иначе, рядом, определяющим разложение давления газа по обратным степеням объема V^{-1}:

$$p = \frac{NkT}{V}\left(1 + \frac{NB(T)}{V} + \frac{N^2C(T)}{V^2} + \ldots\right).$$

Здесь $B(T)$, $C(T)$ — т. н. вириальные коэффициенты, p — давление, k — постоянная Больцмана, T — темп-ра, N — число частиц в объеме V.

К.-О. у. с. представляет комбинацию нескольких первых членов этого разложения, а именно:

$$pV = NkT\left(1 + \frac{NB(T)}{V} + \frac{N^2C(T)}{V^2} + \frac{N^4D(T)}{V^4} + \frac{N^6E(T)}{V^6} + \frac{N^8F(T)}{V^8}\right).$$

Вириальные коэффициенты $B(T)$, $C(T)$ и т. д. определялись эмпирически. Общая структура коэфф. B, C, $Д$,... такова:

$$b_1 + \frac{b_2}{T} + \frac{b_3}{T^2} + \frac{b_4}{T^4} + \frac{b_5}{T^6},$$

где b_i — эмпирически подбираемые константы. К.-О. у. с. было получено на основании изучения закона *соответственных состояний*.

Вследствие своей необыкновенной громоздкости К.-О. у. с. практически весьма неудобно и представляет лишь историч. интерес.

Лит.: Э п ш т е й н П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.—Л., 1948.

КАНАЛ (в *информации теории*) — всякое устройство, предназначенное для передачи *информации*. Различные конкретные системы связи рассматривают в теории информации только с точки зрения количества информации, к-рое может быть надежно передано с их помощью. Т. о. приходят к понятию К.: к а н а л задается множеством «допустимых» сообщений (или сигналов) x на входе, множеством сообщений (сигналов) y на выходе и набором условных вероятностей $p(y|x)$ получить сигнал y на выходе при входном сигнале x. Условные вероятности $p(y|x)$ описывают статистич. свойства «шумов» (помех), искажающих сигналы в процессе передачи. В случае, когда $p(y\,x) = 1$ при $y = x$ и $p(y|x) = 0$ при $y \neq x$, К. наз. к а н а л о м б е з ш у м о в. В соответствии со структурой входных и выходных сигналов выделяют К. дискретные и К. непрерывные. В дискретных К. сигналы на входе и на выходе представляют собой последовательности «букв» (из одного и того же или различных «алфавитов», см. *Код*). В непрерывных К. входной и выходной сигналы суть ф-ции непрерывного параметра t — времени. Возможны также смешанные случаи, но обычно в качестве идеализации действительного положения вещей предпочитают рассматривать один из указанных двух случаев.

Способность К. передавать информацию характеризуется нек-рым числом — е м к о с т ь ю К., к-рое определяется как максимальное количество информации, относительно сигнала на входе, содержащееся в сигнале на выходе (см. *Информация*). Точнее: пусть входной сигнал ξ принимает нек-рые значения x с вероятностями $p(x)$. Тогда по ф-лам теории вероятностей можно рассчитать как вероятности $q(y)$ того, что сигнал η на выходе примет значение y:

$$q(y) = \sum_x p(x) \cdot p(y|x),$$

так и вероятности $p(x, y)$ совмещения событий $\xi = x$, $\eta = y$: $p(x, y) = p(x) \cdot p(y|x)$. По этим последним вы-

числяется количество информации $I(\eta, \xi) = I(\xi, \eta)$. Верхняя граница

$$C = \sup_{\xi} I(\xi, \eta) \qquad (1)$$

этих количеств, взятая по всем допустимым сигналам ξ на входе, после пересчета на единицу времени, наз. емкостью К. Вычисление емкости, подобно вычислению *энтропии*, проще в дискретном случае и значительно труднее в непрерывном, где оно опирается на глубокие факты теории стационарных случайных процессов.

Проще всего положение в случае дискретного К. без помех. В теории информации устанавливается, что в этом случае общее определение емкости C равносильно следующему:

$$C = \lim_{T \to \infty} \frac{\log_2 N(T)}{T}, \qquad (2)$$

где $N(T)$ — число допустимых сигналов длительностью T.

Пример 1. Пусть алфавит К. без шумов состоит из двух «букв» — 0 и 1, длительностью τ секунд каждая. Допустимые сигналы длительностью $T = n\tau$ представляются последовательностями символов 0 и 1. Их число $N(T) = 2^n$. Соответственно

$$C = \lim_{T \to \infty} \frac{\log_2 N(T)}{T} = \lim_{n \to \infty} \frac{n}{n\tau} = \frac{1}{\tau} \text{ двоичных } \textit{ед/сек}.$$

Пример 2. Пусть символы 0 и 1 имеют длительность τ и 2τ *сек* соответственно. Здесь допустимых сигналов длительностью $T = n\tau$ будет меньше, чем в примере 1. Так, при $n = 3$ их будет всего 3 (вместо 8). Можно подсчитать, что теперь

$$C = \frac{1}{\tau} \log_2 \left(\frac{\sqrt{5}+1}{2} \right) \approx \frac{0{,}7}{\tau} \text{ двоичных } \textit{ед/сек}.$$

При необходимости передачи записанных с помощью нек-рого кода сообщений по данному К. приходится преобразовывать эти сообщения в допустимые сигналы К., т. е. производить надлежащее *кодирование*. После передачи надо произвести операцию декодирования, т. е. операцию обратного преобразования сигнала в сообщение. Естественно, что кодирование целесообразно производить так, чтобы среднее время, затрачиваемое на передачу, было возможно меньше. При одинаковой длительности символов на входе К. это означает, что надо выбирать наиболее экономный код с алфавитом, совпадающим с входным алфавитом К.

При описанной процедуре «согласования» источника с К. возникает специфич. явление задержки (запаздывания), к-рое может пояснить след. пример.

Пример 3. Пусть источник сообщений посылает через промежутки времени длиною $1/v$ (т. е. со скоростью v) независимые символы, принимающие значения x_1, x_2, x_3, x_4 с вероятностями, равными соответственно $1/2$, $1/4$, $1/8$, $1/8$. Пусть К. без помех такой же, как в примере 1, и кодирование осуществляется мгновенно. Полученный сигнал или передается по К., если последний свободен, или ожидает (помещается в «память») до тех пор, пока К. не освободится. Если теперь выбран, напр., код $x_1 = 00$, $x_2 = 01$, $x_3 = 10$, $x_4 = 11$ и $v \leqslant 1/2\tau$ (т. е. $1/v \geqslant 2\tau$), то за время между появлением двух последовательных x-ов кодовое обозначение успевает передаваться и К. освобождается. Т. о., здесь между появлением к.-л. буквы сообщения и передачей ее кодового обозначения по К. проходит промежуток времени 2τ. Иная картина наблюдается при $v > 1/2\tau$: n-я буква сообщения появляется в момент $(n-1)/v$, а ее кодовое обозначение будет передано по К. в момент $2n\tau$. Следовательно, промежуток времени между появлением n-й буквы сообщения и моментом ее получения после декодирования переданного сигнала будет больше, чем $n(2\tau - 1/v)$, что стремится к бесконечности при $n \to \infty$. Таким образом, в этом случае передача будет вестись с неограниченным запаздыванием. Стало быть, для возможности передачи без неограниченного запаздывания при данном коде необходимо и достаточно выполнение неравенства $v \leqslant 1/2\tau$. Выбором более удачного кода можно увеличить скорость передачи, сделав ее сколь угодно близкой к емкости К., но эту последнюю границу невозможно превзойти (разумеется, сохраняя требование ограниченности запаздывания). Сформулированное утверждение имеет совершенно общий характер и наз. «основной теоремой о К. без шумов».

Специально в отношении примера 3 уместно добавить следующее. Для рассматриваемых сообщений двоичный код $x_1 = 0$, $x_2 = 10$, $x_3 = 110$, $x_4 = 111$ оптимален. Из-за различной длины кодовых обозначений время w_n запаздывания для n-й буквы первоначального сообщения будет случайной величиной. При $v < 1/\tau$ ($1/\tau$ — емкость К.) и $n \to \infty$ его среднее значение приближается к нек-рому пределу $m(v)$, зависящему от v. С приближением v к критич. значению $1/\tau$ значение $m(v)$ растет пропорционально $1/(1/\tau - v)$. Это опять-таки отражает общее положение: стремление сделать скорость передачи возможно ближе к максимальной сопровождается возрастанием времени запаздывания и необходимого объема «памяти» кодирующего устройства.

Утверждение «основной теоремы» (с заменой безошибочной передачи на «почти безошибочную») справедливо и для К. с шумами Этот факт, по существу основной для всей теории передачи информации, наз. теоремой Шеннона (см. *Шеннона теорема*). Возможность уменьшения вероятности ошибочной передачи через К. с шумами достигается применением т. н. помехоустойчивых кодов.

Пример 4. Пусть входной алфавит К. состоит из двух символов: 0 и 1, и действие помех сводится к тому, что каждый из этих символов при передаче может с небольшой (напр., равной $1/10$) вероятностью p перейти в другой или с вероятностью $q = 1-p$ остаться неискаженным. Применение помехоустойчивого кода сводится, по сути дела, к выбору нового алфавита на входе К. Его буквами являются n-членные цепочки символов 0 и 1, отличающиеся достаточным числом D позиций. Так, при $n = 5$ и $D = 3$ новыми «буквами» могут быть 00000, 01110, 10101, 11011. Если вероятность более чем одной ошибки на группу из пяти знаков мала, то даже искаженные, эти новые буквы почти не перепутываются. Напр., если получен сигнал 10001, то он почти наверное возник из 10101. Оказывается, что при надлежащем подборе достаточно больших n и D такой способ значительно эффективнее простого повторения (т. е. использования алфавитов типа: 000, 111). Однако эти преимущества могут компенсироваться возрастающей при этом сложностью кодирующих и декодирующих устройств. Напр., подсчитано, что если первоначально $p = 10^{-2}$ и требуется уменьшить это значение до $p_1 = 10^{-4}$, то следует положить $n = 24$ или 380, в зависимости от того, желают ли использовать емкость К. на 53% или на 80%.

Лит. см. при ст. *Информации теория*.

Ю. В. Прохоров.

КАНДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция, возникающая при помещении нек-рых веществ в пламя, напр. в пламя газовой горелки. В нек-рых случаях наблюдаемое при этом свечение объясняется не люминесценцией, а тепловым излучением избирательно поглощающих тел. Однако для многих типичных *кристаллофосфоров* несомненно наблюдается истинная К. [1]. Для экспериментального доказательства существования К. люминофоры наносились на охлаждаемую поверхность, приводившуюся в соприкосновение с пламенем. При этом наблюдалось яркое свече-

ние сравнительно холодного люминофора, к-рое нельзя объяснить тепловым излучением. Наиболее вероятная причина К. состоит в возбуждении при рекомбинации атомов и радикалов в молекулы на поверхности кристаллофосфора [2, 3].

Лит.: 1) Соколов В. А., К вопросу о существовании и природе истинной кандолюминесценции, «Оптика и спектроскопия», 1958, т. 4, № 3, с. 409; 2) Горбань А. Н., Соколов В. А., К вопросу о физико-химической природе кандолюминесценции, там же, 1959, т. 7, № 2, стр. 259; 3) их же, К вопросу о полупроводниковом механизме поверхностно-рекомбинационной люминесценции, там же, 1959, т. 7, № 6, с. 815. *М. Д. Галанин.*

КАНОНИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ — независимые между собой переменные, входящие в т. н. *канонические уравнения механики* и определяющие состояние механич. системы в любой момент времени. Число К. п. равно $2s$, где s — число степеней свободы системы. В качестве К. п. обычно выбирают обобщенные координаты q_i и обобщенные импульсы $p_i (i = 1,2,\ldots,s)$.

С помощью т. н. *канонических преобразований* можно перейти от q_i и p_i к другим К. п. $Q_i(q_i,p_i,t)$, $P_i(q_i,p_i,t)$, к-рые могут иметь другой физич. смысл.

КАНОНИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ МЕХАНИКИ (или уравнения Гамильтона) — дифференциальные ур-ния движения голономной механич. системы в канонических переменных, к-рыми являются s обобщенных координат q_i и s обобщенных импульсов p_i, где s — число степеней свободы системы. Для составления К. у. м. надо в качестве характеристич. ф-ции системы знать *Гамильтона функцию* $H(q_i, p_i, t)$, где t — время. Тогда, если все действующие на систему силы потенциальны, К. у. м. имеют вид

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \qquad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} (i = 1, 2, \ldots, s). \quad (*)$$

Если наряду с потенциальными на систему действуют непотенциальные силы F, то к правым частям 2-й группы ур-ний (*) надо прибавить соответствующие обобщенные силы Q. Ур-ния (*) представляют собой систему $2s$ обыкновенных дифференциальных ур-ний 1-го порядка, интегрируя к-рые, можно найти все q_i и p_i как ф-ции времени t и $2s$ постоянных интегрирования, определяемых по начальным данным. Решение системы (*) можно также свести к отысканию полного интеграла соответствующего ей ур-ния в частных производных (см. *Гамильтона — Якоби уравнение*).

Если одна из координат q_i, напр. q_1, является циклич. координатой, т. е. явно не входит в выражение ф-ции H, то $\partial H/\partial q_1 = 0$, и одно из ур-ний (*) дает сразу интеграл $p_1 = \alpha_1$, где α_1 — постоянная. Особый интерес представляет случай, когда все координаты циклические, а ф-ция $H = H(p_i)$ явно не зависит от времени (силовое поле и наложенные связи стационарны). Тогда все $p_i = \alpha_i$, т. е. постоянны; следовательно, ф-ции $H(p_i)$ и $\partial H/\partial p_i$ тоже постоянны, и 1-я группа ур-ний (*) дает $dq_i/dt = \beta_i$; откуда $q_i = \beta_i t + C_i$, где β_i, C_i — новые постоянные. Ур-ния в этом случае интегрируются элементарно, и все координаты являются линейными ф-циями времени. Отсюда следует, что задачу интегрирования К. у. м. можно свести к задаче отыскания для системы циклич. координат. Это в принципе возможно, т. к. К. у. м. обладают тем важным свойством, что они допускают переход с помощью т. н. *канонических преобразований* от переменных q_i, p_i к новым переменным $Q_i(q_i, p_i, t)$, $P_i(q_i,p_i,t)$, к-рые также являются каноническими и удовлетворяют ур-ниям (*) с соответствующей ф-цией $H(Q_i,P_i,t)$.

Равноправность в К. у. м. координат и импульсов, как независимых переменных, а также инвариантность этих ур-ний по отношению к каноническ. преобразованиям открывают большие возможности для обобщений. Поэтому К. у. м. имеют важные приложения не только в механике, но и во многих др. областях физики, напр. в статистич. физике, квантовой механике, электродинамике и др.

Лит. см. при статьях *Динамика* и *Действие*. *С. М. Targ.*

КАНОНИЧЕСКИЙ АНСАМБЛЬ — статистический ансамбль макроскопич. систем, каждая из к-рых представляет собой малую часть (подсистему) к.-л. большой замкнутой системы, находящейся в статистич. равновесии. Понятие о К. а., введенное В. Гиббсом (W. Gibbs), основывается на представлении о макроскопич. теле, напр. объеме газа, кристалле и т. д., находящемся в тепловом контакте с окружающей средой. Оно оказывается весьма удобным для получения основных результатов статистич. физики, в частности для вывода законов термодинамики. Для К. а. характерно то, что взаимодействие подсистемы с остальной частью большой системы (т. н. термостатом) считается слабым. Поэтому можно говорить об энергии подсистемы и пренебрегать по сравнению с ней энергией взаимодействия между подсистемой и термостатом. Наличие взаимодействия ведет, тем не менее, к обмену энергией между термостатом и подсистемой, благодаря чему последняя может находиться в различных энергетич. состояниях.

В классич. механике состояние системы характеризуется совокупностью значений координат q и импульсов p ее частиц. При этом вероятность dW найти систему из К. а. в состоянии, в к-ром координаты частиц имеют значения в интервале от q до $q + dq$, а импульсы — в интервале от p до $p + dp$, есть

$$dW = A \exp\{-E(p, q)/kT\}\, dp\, dq;$$

здесь $E(p, q)$ — энергия системы, k — постоянная Больцмана, T — темп-ра термостата. Это статистич. распределение наз. *Гиббса распределением каноническим.*

При квантовомеханич. описании состояния систем, образующих К. а., характеризуются их энергиями E_n и, возможно, какими-то другими квантовыми числами (n — номер энергетич. состояния). Тогда вероятность W_n найти систему в состоянии с энергией E_n есть

$$W_n = A \exp\{-E_n kT\}.$$

Постоянная A определяется из условия нормировки $\sum_n W_n = 1$ и просто связана со свободной энергией F системы:

$$A = \exp\{F/kT\}.$$

Лит.: 1) Гиббс Д. В., Основные принципы статистической механики..., пер. с англ., М.—Л., 1946; 2) Леонтович М. А., Статистическая физика, М.—Л., 1944. *А. Г. Миронов.*

КАНОНИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — преобразование *канонических переменных* (в классич. механике), при к-ром остаются справедливыми *канонические уравнения механики* для новых переменных, но, вообще говоря, с другой *Гамильтона функцией* H [1—6]. К. п. в классич. механике иногда наз. касательными преобразованиями.

Цель К. п. — так преобразовать ур-ния Гамильтона, чтобы упростить их решение в новых переменных. Например, многие задачи в теории периодических и многопериодических движений материальных точек в поле сил и теории гироскопич. систем решаются с помощью К. п.

Канонич. переменные p, q (совокупность переменных p_i, q_i, $i = 1, 2,\ldots, N$, где N — число степеней

свободы) удовлетворяют ур-ниям Гамильтона:

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \ldots, N), \qquad (1)$$

где точка означает дифференцирование по времени.

Преобразование от переменных p, q к переменным P, Q (т. е. P_i, Q_i; $i = 1, 2, \ldots, N$)

$$Q_i = Q_i(p, q, t), \quad P_i = P_i(p, q, t) \qquad (2)$$

наз. каноническим, если переменные P, Q также подчиняются ур-ниям Гамильтона

$$\dot{Q}_i = \frac{\partial H'}{\partial P_i}, \quad \dot{P}_i = -\frac{\partial H'}{\partial Q_i} \quad (i = 1, 2, \ldots, N)$$

с нек-рой новой ф-цией Гамильтона $H'(P, Q, t)$. Заметим, что Пуассона скобки $\{f, g\}_{p,q}$ для величин f, g, зависящих от p и q,

$$\{f, g\}_{p,q} = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{\partial g}{\partial q_i} - \frac{\partial f}{\partial q_i} \frac{\partial g}{\partial p_i} \right)$$

инвариантны относительно К. п., т. е. $\{f, g\}_{p,q} = \{f, g\}_{P,Q}$. Из этого свойства скобок Пуассона следует, что переменные P и Q удовлетворяют условиям:

$$\{Q_i, Q_k\}_{p,q} = 0, \quad \{P_i, P_k\}_{p,q} = 0,$$
$$\{P_i, Q_k\}_{p,q} = \delta_{ik}, \qquad (3)$$

где

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1 \text{ при } i = k, \\ 0 \text{ при } i \neq k. \end{cases}$$

Преобразование $Q_i = p_i$, $P_i = -q_i$, к-рое сводится к взаимному переименованию канонич. координат и импульсов, также является К. п. Вследствие этого различие между обобщенными координатами и импульсами условно и переменные p, q (или P, Q) часто наз. просто канонически сопряженными величинами.

Ур-ния Гамильтона можно получить из *наименьшего действия принципа* как в переменных p, q, так и в переменных P, Q. Из эквивалентности этих формулировок вытекает, что подынтегральные выражения могут отличаться лишь на полный дифференциал нек-рой произвольной ф-ции S, к-рая наз. производящей функцией К. п.:

$$dS = \sum p_i dq_i - \sum P_i dQ_i + (H' - H)\, dt; \qquad (4)$$

следовательно,

$$p_i = \frac{\partial S}{\partial q_i}, \quad P_i = -\frac{\partial S}{\partial Q_i}, \quad H' = H + \frac{\partial S}{\partial t}, \qquad (4a)$$

где $S(q, Q, t)$ — производящая функция в переменных q, Q.

Выражения величин p, q через P, Q и обратные им выражения получаются решением ур-ний (4а). При этом предполагается, что определитель $\left| \frac{\partial^2 S}{\partial q_i \partial Q_j} \right|$ отличен от нуля.

Иногда удобно выражать производящую ф-цию не через q и Q, а через p и P. Для этого нужно произвести преобразование Лежандра дифференциальной формы (4), т. е. представить ее в виде

$$d(S + \sum P_i Q_i) = \sum p_i dq_i + \sum Q_i dP_i + (H' - H)dt.$$

Обозначая новую производящую ф-цию $\Phi(q, P, t) = S + \sum P_i Q_i$, можно получить соотношения

$$p_i = \frac{\partial \Phi}{\partial q_i}, \quad Q_i = \frac{\partial \Phi}{\partial P_i}, \quad H' = H + \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \qquad (5)$$

Подобным же образом можно выразить производящую ф-цию через p, Q и через p, P.

Якобиан К. п. равен единице, откуда следует *Лиувилля теорема* об инвариантности фазового объема. Это свойство К. п. используется в статистич. механике.

В *квантовой механике* [7—11] К. п. соответствуют унитарные преобразования, т. е. преобразования, при к-рых не меняются *коммутационные соотношения* между операторами и средние значения динамич. величин:

$$\Psi' = U\Psi, \quad A' = UAU^+, \qquad (6)$$

где U — оператор унитарного преобразования, удовлетворяющий соотношению $U^+U = 1$, Ψ — волновая ф-ция, A — некоторый оператор. Следовательно, $(\Psi^*, A\Psi) = (\Psi'^*, A'\Psi')$; $(\Psi^*, \Psi) = (\Psi'^*, \Psi')$, т. е. унитарное преобразование оставляет неизменным средние значения физич. величин, или, математически,— сумму диагональных элементов (след) матрицы. Переход от одного представления динамич. переменных в квантовой механике к другому является унитарным преобразованием. Переход от *Шредингера представления*, в к-ром операторы не зависят от времени, а волновая ф-ция зависит от времени, к *Гейзенберга представлению*, в к-ром от времени зависят операторы, а не волновая ф-ция, является также унитарным преобразованием.

К. п. (4а) соответствует в квантовой механике унитарное преобразование от представления, в к-ром диагональны величины $q_1, \ldots, q_N$, к представлению, в к-ром диагональны величины $Q_1, \ldots, Q_N$.

Пусть оператор F [$F = F(q, p)$, $p = -i\hbar \frac{\partial}{\partial q}$] после унитарного преобразования переходит в оператор F' [$F' = F'(Q, P)$, $P = -i\hbar \frac{\partial}{\partial Q}$]. Это преобразование можно представить с помощью собственных ф-ций операторов $Q_1, \ldots, Q_N$, выраженных в переменных $q_1, \ldots, q_N$:

$$(Q_1 | F' | Q_2) = \int \Psi^*_{Q_1}(q) F \Psi_{Q_2}(q) dq.$$

Последнее соотношение позволяет выяснить связь между К. п. в квантовой и классич. механике [8]. Пусть ф-ции $\Psi_Q(q)$ в квазиклассич. приближении имеют вид

$$\Psi_Q(q) = \text{const} \sqrt{\left| \frac{\partial^2 S}{\partial q \partial Q} \right|} \exp\left(\frac{i}{\hbar} S \right).$$

Тогда $F(q, p) = F'(Q, P)$ и переменные в классич. механике q, p связаны с Q, P каноническим преобразователем (4а) с производящей ф-цией S.

В квантовой теории поля и квантовой статистике К. п. от операторов a_k, a_k^+ уничтожения и рождения частиц соответственно к операторам a'_k, a'^+_k наз. преобразование

$$a'_k = U a_k U^+, \quad a'^+_k = U a_k^+ U^+, \quad U^+U = 1. \qquad (7)$$

При этом не меняются коммутационные соотношения между операторами, т. е. в случае *Бозе — Эйнштейна статистики* перестановочные соотношения

$$a_k a_{k'}^+ - a_{k'}^+ a_k = \delta_{kk'},$$
$$a_k a_{k'} - a_{k'} a_k = a_k^+ a_{k'}^+ - a_{k'}^+ a_k^+ = 0 \qquad (8)$$

и в случае *Ферми — Дирака статистики* перестановочные соотношения

$$a_k^+ a_{k'} + a_{k'} a_k^+ = \delta_{kk'},$$
$$a_k a_{k'} + a_{k'} a_k = a_k^+ a_{k'}^+ + a_{k'}^+ a_k^+ = 0 \qquad (9)$$

остаются справедливыми и для операторов a'_k, a'^+_k. К. п. подбирается так, чтобы *Гамильтона оператор*, выраженный через новые операторы $H' = UHU^+$, принимал наиболее простую форму.

Метод К. п. оказывается полезным при исследовании элементарных возбуждений в системе многих частиц. Напр., в теории ферромагнетизма для приближенно бозевских операторов b_g применяется К. п.

$$\xi_k = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_g b_g e^{i(kg)}, \qquad (10)$$

где суммирование ведется по всем узлам решетки с вектором g, N — полное число атомов в решетке (каждому узлу соответствует один электрон). Новая канонич. переменная ξ_k описывает элементарное возбуждение всей системы многих частиц (в нем участвуют все электроны). Это возбуждение представляет собой спиновую волну в ферромагнетике. Спектр таких волн и получается с помощью К. п. (10).

Возможны также К. п., при к-рых одновременно преобразуются операторы рождения и уничтожения частиц. Напр., в теории сверхтекучести неидеального *Бозе газа* [12] используется К. п. бозе-операторов b_p, b_p^+

$$b_p = u_p\xi_p + v_p\xi^+_{-p}, \quad b^+_p = u_p\xi^+_p + v_p\xi_{-p}, \qquad (11)$$

где ξ_p, ξ^+_p — новые бозе-операторы, а u_p, v_p — вещественные ф-ции, связанные соотношениями $u_p^2 - v_p^2 = 1$ ($u_p = u_{-p}$, $v_p = v_{-p}$).

В теории сверхпроводимости используется аналогичное К. п. [13]

$$a_f = u_f\alpha_f + v\alpha^+_f, \quad a^+_f = u_f\alpha^+_f + v_f\alpha_f, \qquad (12)$$

где $f = (\boldsymbol{p}, \sigma)$ — совокупность импульса и спина $\sigma = \pm 1/2$, α_f, α^+_f — новые ферми-операторы, а u_f, v_f — вещественные ф-ции, удовлетворяющие соотношениям

$$u_f^2 + v_f^2 = 1 \quad (u_f = u_{-f}, \; v_f = -v_{-f}).$$

К. п. (11) и (12) позволяют исследовать спектр элементарных возбуждений Бозе и Ферми газа при нек-рых упрощающих предположениях.

К. п. играют важную роль в *квантовой теории поля*. Они применяются в задаче о взаимодействии зарядов с электромагнитным полем для исключения продольных фотонов [14]. С помощью К. п. доказывается теорема Дайсона об эквивалентности псевдоскалярной и псевдовекторной связи [15]. Операция перенормировки взаимодействующих полей является по существу также К. п. (здесь имеются, однако, дополнительные трудности).

Лит.: 1) Борн М., Лекции по атомной механике, т. 1, Харьков—Киев, 1934, 37; 2) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Механика, М., 1958 (Теоретическая физика, т. 1), § 45; 3) Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., М., 1957, гл. 8; 4) Леви-Чивита и Амальди У., Курс теоретической механики, пер. с итал., т. 2, ч. 2, М., 1951, гл. 10, § 2; 5) Лич Дж. У., Классическая механика, пер. с англ., М., 1961, гл. 7; 6) Synge J. L., Classical dynamics, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 3/1—Prinzipien der klassischen Mechanik und Feldtheorie, B.—[u. a.], 1960, 7) Дирак П. А., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960, § 26; 8) Фок В. А., О каноническом преобразовании в классической и квантовой механике. Прилож к кн. Дирак П. А., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960; 9) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 3 изд., М., 1961, § 42; 10) Паули В., Общие принципы волновой механики, пер. с нем., М.—Л., 1947, § 7; 11) Kramers H. A., Quantum mechanics, Amst., 1957, § 37, 40; 12) Bogoliubov N., «J. Phys.», 1947, v. 11, № 1; Боголюбов Н. Н., «Вестн. МГУ», 1947, № 7, с. 43; «Изв. АН СССР. Серия физ.», 1947, т. 11, № 1, с. 77; 13) его же, «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 1; 14) Вентцель Г., Введение в квантовую теорию волновых полей, [пер. с нем.], М.—Л., 1947, § 17; 15) Швебер С., Бете Г., Гофман Ф., Поля, пер. с англ., М., 1957 (Мезоны и поля, т. 1).

Д. Н. Зубарев.

КАНОНИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — закон, определяющий вероятности различных микросостояний для системы из *канонического ансамбля*. См. *Гиббса распределение каноническое*.

КАПИЛЛЯРНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ — образование жидкой объемной фазы в смачиваемых данной жидкостью капиллярах, порах, микротрещинах твердого сорбента или в местах контакта его частиц между собой. К. к. может возникать при давлении пара, меньшем давления насыщения. К. к. начинается после покрытия стенок капилляра слоем адсорбированных молекул пара и завершает весь процесс поглощения — сорбции. Необходимые условия К. к.: наличие микропор в сорбенте, проведение сорбции газа при темп-ре ниже критической, смачиваемость стенок пор конденсатом.

К. к. обусловлена тем, что давление насыщенного пара над вогнутым мениском жидкости в тонких порах меньше, чем над плоской поверхностью (см. *Кельвина уравнение*). Для К. к. характерен *гистерезис сорбционный*, проявляющийся в задержке сорбированного вещества в порах при десорбции. Затруднения в образовании мениска жидкости могут иметь место в сквозных капиллярах, где радиус кривизны поверхности жидкого слоя на стенках до момента смыкания слоев в к.-л. сужении капилляра очень велик. Бутылкообразная форма поры с малым размером выходного устья может также служить причиной гистерезиса.

Благодаря К. к. пористые сорбенты могут удерживать значительное количество парообразных веществ (до 0,3 от своего веса в виде жидкости) и применяются при соответствующих условиях для осушки воздуха, рекуперации паров летучих растворителей, хроматографич. разделения смесей паров и т. п.

Лит.: 1) Дубинин М. и Чмутов К. В., Физико-химические основы противогазового дела, М., 1939; 2) Брунауер С., Адсорбция газов и паров, пер. с англ., т. 1, М., 1948.

К. В. Чмутов.

КАПИЛЛЯРНОЕ ДАВЛЕНИЕ — разность давлений по обе стороны искривленной поверхности раздела фаз (жидкость — пар или жидкость 1 — жидкость 2), вызванная ее поверхностным (межфазным) натяжением. См. *Капиллярные явления*.

КАПИЛЛЯРНЫЕ ВОЛНЫ — см. *Волны на поверхности жидкости*.

КАПИЛЛЯРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — в широком смысле *поверхностные явления* на границах соприкасающихся тел (в поверхностных слоях), вызванные молекулярными силами. В более узком смысле К. я. наз. явления, вызванные влиянием *поверхностного натяжения*, т. е. молекулярных взаимодействий, на равновесие и движение свободных поверхностей жидкостей, а также границ жидкостей с твердыми телами или др. несмешивающимися жидкостями.

Наиболее простые и распространенные К. я. — всасывание жидкостей в узкие трубки (капилляры) или поры со смачиваемыми стенками и выталкивание тех же жидкостей из несмачиваемых капилляров (пор). Эти К. я. вызваны капиллярным давлением, создаваемым поверхностным натяжением σ_{12} на искривленной поверхности жидкости, напр. образующейся вследствие смачивания (вогнутый мениск) или несмачивания (выпуклый мениск). Капиллярное давление P_σ прямо пропорционально кривизне поверхности, т. е. обратно пропорционально радиусу кривизны r (закон Лапласа): $P_\sigma = 2\sigma_{12}/r$, где r — в общем случае радиус средней кривизны: $1/r = 1/2 \cdot (1/r_1 + 1/r_2)$, а r_1 и r_2 — радиусы главной кривизны (рис. 2). При полном *смачивании* в узкой трубке радиус кривизны мениска практически равен радиусу капилляра r_0 и $P_\sigma = 2\sigma_{12}/r_0$; при полном несмачивании P_σ имеет ту же величину, но обратно по знаку. В общем виде при промежуточном значении смачивания, определяемом краевым углом θ (рис. 1), $r = r_0/\cos\theta$ и $P_\sigma = 2\sigma_{12}\cos\theta/r$. Капиллярное давление P_σ, а следовательно, и σ_{12} измеряется наибольшим давлением образования пузырька или капли из капиллярного кончика в данной жидкости; σ_{12} можно определять также по высоте поднятия жидкостей в узких трубках при полном смачивании стенок трубки. Из условия уравновешивания капиллярного давления гидростатич. давлением столба жидкости h следует закон

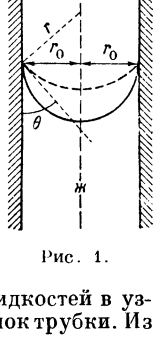


Рис. 1.

капиллярного поднятия (з а к о н Ж ю р е н а): $h = 2\sigma_{12}/r(D_1 - D_2)g$, где D_1 и D_2 — плотность жидкости и ее пара, g — ускорение силы тяжести. Высота поднятия, т. о., обратно пропорциональна радиусу трубки. Произведение $rh = 2\sigma_{12}/(D_1 - D_2)g = a^2$ является физико-химич. константой данной жидкости, или, правильнее, данной поверхности раздела жидкость — пар или жидкость 1 — жидкость 2, и не зависит от формы прибора, размера трубки и материала ее стенок. Эта величина, имеющая размерность квадрата длины, т. е. измеряющаяся в $см^2$ (а потому и обозначаемая a^2), наз. к а п и л л я р н о й п о с т о я н н о й. Для воды при $t = 20°$ С (на границе с собственным паром или, что то же самое, с воздухом) $\sigma = 72{,}75$ $эрг/см^2$, $a^2 = 14{,}9$ $см^2$. Капиллярное всасывание определяет условия миграции воды в почвах, грунтах и в пористых материалах, напр. подвергаемых сушке, а также миграции воды и нефти и их взаимное вытеснение в нефтеносных породах.

К. я. определяют равновесные формы жидких поверхностей раздела, напр. свободной поверхности жидкости, а также формы движущихся поверхностей, напр. образование и распространение к а п и л л я р н ы х в о л н, т. е. коротких поверхностных волн. Соответствующие закономерности выводятся математически в теории К. я., наз. теорией капиллярности. На основании этой теории из условия минимума свободной энергии можно точно определить форму поверхности жидких пленок или жидких масс, напр. капель, в результате действия молекулярных сил, т. е. поверхностного натяжения с учетом различных условий смачивания и внешних сил (напр., силы тяжести). В простейшем случае отсутствия внешних сил жидкие массы (капли жидкости) независимо от их объема принимают форму шара, как, напр., в известном опыте Плато (капля масла в смеси спирта с водой, плотность которой равна плотности капли). Достаточно малые капельки жидкости, как и пузырьки газа, во взвешенном состоянии или на несмачиваемых подкладках, напр. капли росы на поверхности листьев, всегда принимают форму шара, соответствующую минимуму поверхности при данном объеме, т. е. минимуму поверхностной энергии. Открытые (незамкнутые) мыльные пленки образуют поверхности двойной кривизны — седлообразные, для к-рых средняя кривизна в каждой точке равна нулю, т. е. радиусы главной кривизны равны по величине и обратны по знаку: $r_1 = -r_2$ (рис. 2).

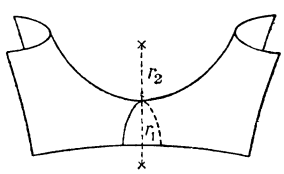


Рис. 2.

К. я. определяют условия образования новой фазы в первоначально относительно неустойчивой (метастабильной) среде, напр. условия *конденсации* паров, *кипения* жидкостей, кристаллизации и др. (см. *Кельвина уравнение*), и играют важную роль в технике, а также при образовании атмосферных осадков. С ними связана и *капиллярная конденсация*. Явления смачивания и флотации — прилипание малых тяжелых частиц к пузырькам в жидкой среде вследствие неполного смачивания — К. я., имеющие важное практич. значение.

К. я. при движении жидких поверхностей раздела образуют значительную часть физико-химической гидродинамики.

Лит.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge. Bd 10, B.—Göttingen—Hdlb., 1960. *П. А. Ребиндер.*

КАПИЛЛЯРНЫЙ ЭЛЕКТРОМЕТР — 1) Прибор для исследования зависимости поверхностного натяжения жидких и расплавленных металлов на границе металл — раствор (или расплав) от скачка потенциала на этой границе. В К. э. (рис. 1) капиллярный электрод с исследуемым металлом погружен в раствор электролита, с к-рым соединен неполяризующийся *электрод сравнения*. При наложении напряжения между капиллярным электродом и электродом сравнения начинает проходить ток, к-рый после доведения потенциала металла в капилляре до определенного значения прекращается (потенциал электрода сравнения при этом не меняется). Изменение потенциала на границе металл — электролит приводит к изменению поверхностного натяжения на этой границе и перемещению мениска в капилляре. Практически мениск поддерживают на постоянном уровне изменением внешнего давления, к-рое и служит мерой поверхностного натяжения. См. также *Электрокапиллярные явления*.

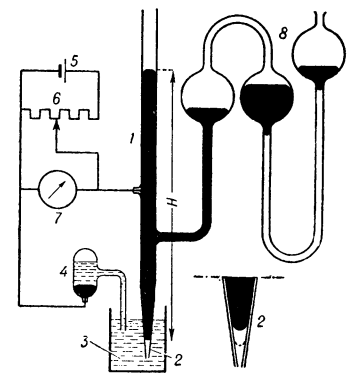


Рис. 1. Капиллярный электрометр: градуированная трубка *1*, заканчивающаяся капилляром *2*, погружена в раствор электролита *3*, соединяющийся с электродом сравнения *4*. Напряжение накладывается батареей *5* с помощью потенциометра *6* и измеряется вольтметром *7*; система сосудов *8* обеспечивает фиксированное положение мениска в капилляре.

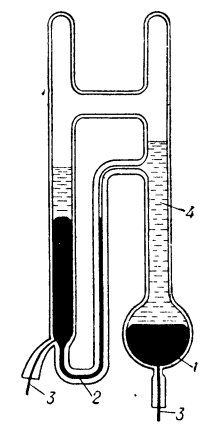


Рис. 2. Капиллярный электрометр: *1* и *2* — ртутные электроды (*2* — капиллярный); *3* — контакты для присоединения к источнику эдс; *4* — 25 %-й раствор серной кислоты.

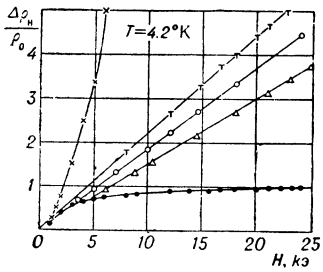
2) Прибор для измерения малых ($\sim 10^{-2}$ *в*) эдс, состоящий (рис. 2) из двух ртутных электродов, между к-рыми находится раствор серной кислоты. Площадь соприкосновения ртути с кислотой в капилляре во много раз меньше соответствующей площади 2-го электрода; поэтому при наложении разности потенциалов практически поляризуется только капиллярный электрод, перемещение мениска к-рого, наблюдаемое в микроскоп, и служит мерой приложенного напряжения (в пределах сотых долей *в* эти величины можно считать пропорциональными). К. э. обычно применяется как нулевой прибор при *компенсационном методе измерения*.

Лит.: 1) Ф р у м к и н А. Н. [и др.], Кинетика электродных процессов, М., 1952; 2) Я к о в л е в К. П., Физический практикум, т. 2, М.—Л., 1949. *Л. Г. Феоктистов.*

КАПИЦЫ ЗАКОН — возрастание электрич. сопротивления поликристаллич. образцов металлов в сильном магнитном поле H по линейному закону: $\rho_H \sim H$. Открыт П. Л. Капицей в 1929 г. [1] при исследовании сопротивления металлов в сверхсильных импульсных магнитных полях (до 350 тыс. *э*). Наиболее четко К. з. установлен для меди, серебра и золота. Существовавшие до недавнего времени теории приводили либо к насыщению сопротивления в больших магнитных полях, либо к его квадратичному росту.

Экспериментально [2, 3] было показано, что сопротивление монокристаллов Cu, Ag и Au, усредненное по всем кристаллографич. направлениям для различных значений магнитного поля, подчиняется

К. з. (см. рис.). Таким образом, К. з. можно объяснить как результат усреднения по кристаллитам (образующим поликристалл), различно ориентированным относительно направления магнитного поля. Эта точка зрения нашла теоретич. подтверждение в работе [4].



Δ — данные Юсти для поликристаллического образца золота, иллюстрирующие Капицы закон; ıx — характерные зависимости для сопротивления в магнитном поле для монокристаллических образцов золота в различных кристаллографических направлениях; ∘ — результат усреднения по различным кристаллографическим направлениям сопротивления монокристалла золота; т — то же для монокристалла меди.

Лит.: 1) Kapitza P., «Proc. Roy. Soc. A», 1929, v. 123, № A 791, p. 292; 2) Justi E., «Phys. Z.», 1940, Jg. 41, № 21/22, S. 486; 3) Chambers R. G., «Proc. Roy. Soc. A», 1957, v. 238, № 1214, p. 344; 4) Алексеевский Н. Е., Гайдуков Ю. П., «ЖЭТФ», 1959, т. 37, вып. 3, с. 672; 5) Гайдуков Ю. П., там же, 1959, т. 37, вып. 5 (11), с. 1281; 6) Лифшиц И. М., Песчанский В. Г., там же, 1958, т. 35, вып. 5 (11), с. 1251. *Ю. П. Гайдуков.*

КАПИЦЫ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ СКАЧОК — температурный скачок на границе твердого тела, через к-рую идет тепло к сверхтекучему гелию; впервые наблюдался П. Л. Капицей в 1941 г. Возникающий скачок темп-ры ΔT прямо пропорционален тепловому потоку W и мало зависит от сорта металла: $\Delta T = KW$. Так, при темп-ре 1,3° К при одинаковой обработке поверхностей у меди $K = 13$ *см*$^2 \cdot$ *град/вт*, у свинца $K = 11$ *см*$^2 \cdot$ *град/вт*, у никеля $K = 8$ *см*$^2 \cdot$ *град/вт*. Коэфф. K увеличивается с уменьшением темп-ры примерно обратно пропорционально T^3. Расчет [2] дал для K зависимость $K = A/T^3$. Однако при этом A должно сильно зависеть от акустич. жесткости металлов и, напр., для никеля должно быть в десятки раз больше, чем для свинца. Кроме того, K должно было бы заметно уменьшиться при увеличении плотности жидкого гелия с давлением. Ни того, ни другого на опыте не наблюдается. Возможно, что расхождение объясняется существенным отличием акустич. характеристик поверхностного слоя твердого тела от его толщи. Заметим, что при низких темп-рах скачок темп-ры на границе наблюдается при теплопередаче между двумя любыми телами с различными характеристиками.

Лит.: 1) Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959, с. 848; 2) Халатников И. М., «ЖЭТФ», 1952, т. 22, вып. 6, с. 687; 3) Fairbank H. A. and Wilks J., «Proc. Roy. Soc. A», 1955, v. 231, № 1187, p. 545. *В. П. Пешков.*

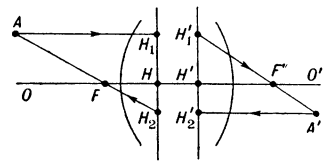
КАРАТ — единица массы (веса) алмазов и др. драгоценных камней. Обозначается ct; 1К. = 200 *мг*.

КАРБИДИРОВАННЫЙ КАТОД — пленочный термоэлектронный катод, у к-рого активный слой расположен на карбиде W (WC). Рабочая темп-ра К. к. 2000°К, удельная эмиссия — 1—3 *а/см*^{2}, долговечность $\approx$ 5000 часов. Подробнее см. *Катод термоэлектронный.*

КАРБОНОВЫЕ КИСЛОТЫ (жирные кислоты) — органич. соединения, кислотные свойства к-рых обусловлены наличием в молекуле карбоксильной группы — $C\langle^{O}_{OH}$. По числу карбоксилов в молекуле различают К. к. одноосновные (напр., CH_3COOH — уксусная кислота), двухосновные [напр., $HOOC-(CH_2)_2-COOH$ — янтарная кислота] и многоосновные [например, $HOOC-CH_2-CH(COOH)-CH_2COOH$ — трикарбаллиловая кислота].

КАРБОЦИКЛИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ (изоциклические соединения) — класс органич. соединений, в молекулах к-рых содержатся циклы, состоящие только из атомов углерода, в отличие от *гетероциклических соединений*, в циклах к-рых, помимо углеродных, содержатся и атомы др. элементов, и от *ациклических соединений*, в к-рых циклич. группы отсутствуют. Среди К. с. различают *алициклические соединения* и *ароматические соединения*.

КАРДИНАЛЬНЫЕ ТОЧКИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ — точки на оси OO' (см. рис.) центрированной оптич. системы, позволяющие строить изображение произвольной точки пространственных объектов в параксиальной области. В общем случае (за исключением телескопич. систем) за К. т. о. с. принимают следующие 4 точки: передний F и задний F' фокусы, переднюю H и заднюю H' главные точки. Задний фокус является изображением бесконечно удаленной точки, расположенной на оптич. оси в пространстве объектов, а передний фокус — изображением в пространстве объектов бесконечно удаленной точки пространства изображений. Главные точки являются точками пересечения с оптич. осью главных плоскостей — плоскостей, изображающих друг друга в натуральную величину; т. е. всякая точка H_1, расположенная в главной плоскости HH_1 на расстоянии h от оси, изображается в другой главной плоскости $H'H_1'$ в точке H_1' на том же расстоянии h от оси, что и точка H_1.



Расстояние от точки H до точки F наз. передним фокусным расстоянием (отрицательным на рис.), а расстояние от точки H' до точки F' — задним фокусным расстоянием (положительным на рис.). С помощью перечисленных четырех точек F, H, H' и F' изображение произвольной точки A оптич. системы можно построить след. образом: из точки A проводятся 2 луча AH_1 и AFH_2. Первый луч, идущий параллельно оптич. оси и пересекающий заднюю главную плоскость на расстоянии $H'H_1'$ от оси ($H'H_1' = HH_1$), проходит через задний фокус F'. Второй луч, проходящий через передний фокус F и переднюю главную плоскость HH_1 в точке H_2, выходит из системы параллельно оси на расстоянии $H'H_2'$ от оси ($H'H_2' = HH_2$). Точка пересечения A' этих двух лучей является изображением точки A, даваемым рассматриваемой оптич. системой. Любой параксиальный луч, исходящий из точки A, по выходе из системы проходит через точку A'.

Число К. т. о. с. в общем случае равно четырем. В нек-рых частных случаях их число уменьшается; напр., в бесконечно тонкой линзе или в системе из бесконечно тонких линз, разделенных бесконечно малыми воздушными промежутками, обе главные плоскости сливаются в одну. Оптич. системы, содержащие одну (или нечетное число) отражающую поверхность, обладают только одной главной плоскостью и одним фокусом, т. к. лучи, падающие на систему, могут распространяться только в одном направлении (навстречу отражающей поверхности). Системы, содержащие четное число отражающих поверхностей, обладают в общем случае четырьмя К. т. о. с. У телескопич. системы К. т. о. с. находятся на бесконечности и поэтому построение изображения с их помощью невозможно. В этом случае можно разбить телескопич. систему на 2 части любым способом (напр., на объектив и окуляр) и построить изображение любой точки пространства объектов в отдельности для каждой части.

В качестве К. т. о. с. не обязательно пользоваться фокусами и главными точками; иногда последние за-

меняют узловыми точками, обладающими тем свойством, что луч, проходящий через переднюю узловую точку и образующий с осью угол α, после преломления проходит через заднюю узловую точку и образует с осью тот же угол α. Если значения показателей преломления первой и последней сред одинаковы, то узловые точки совпадают с главными.

Иногда в качестве К. т. о. с. пользуются главными точками и «антиглавными» точками; причем под последними понимают пару сопряженных точек, для к-рых линейное увеличение равно —1. Можно также пользоваться узловыми и «антиузловыми» точками; под последними понимают пару сопряженных точек, для к-рых угловое увеличение равно 1. Построение изображения по перечисленным К. т. о. с. не представляет затруднений. Вообще говоря, в качестве К. т. о. с. можно принять 2 произвольно выбранные пары сопряженных точек при условии, что известно линейное или угловое увеличение, соответствующее этим парам. Однако применение таких К. т. о. с. мало удобно и не получило распространения на практике.

Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 1—2, 2 изд., М.—Л., 1948—52; 2) Слюсарев Г. Г., Геометрическая оптика, Л., 1946. *Г. Г. Слюсарев.*

КАРНО ТЕОРЕМА — 1) в теории удара — теорема о потере кинетической энергии системы при ударе. Наз. по имени Л. Карно (L. Carnot). Согласно К. т., кинетич. энергия, потерянная системой при абсолютно неупругом *ударе*, равна той кинетич. энергии, к-рую имела бы система, если бы ее точки двигались с потерянными скоростями:

$$T_0 - T_1 = \frac{1}{2}\sum_i m_i (v_i - u_i)^2, \qquad (*)$$

где $T_0 = \frac{1}{2}\sum_i m_i v_i^2$ и $T_1 = \frac{1}{2}\sum_i m_i u_i^2$ — кинетич. энергии системы в начале и в конце удара соответственно, m_i — массы точек системы, v_i и u_i — их скорости в начале и в конце удара (разность $v_i - u_i$ наз. потерянной скоростью).

Равенство (*) можно получить как следствие теоремы об изменении количества движения при ударе и условия того, что удар является абс. неупругим. Помимо установления наглядного энергетич. соотношения, К. т. позволяет в ряде случаев определять скорости тел после неупругого удара. Напр., если шестерня *1*, вращающаяся с угловой скоростью ω_1, приходит в нек-рый момент в зацепление с первоначально неподвижной шестерней *2* ($\omega_2 = 0$), то их угловые скорости ω_1' и ω_2' после зацепления (удара) будут связаны кинематич. соотношением $\omega_1' r_1 = \omega_2' r_2$ и вытекающим из К. т. ур-нием

$$I_1\omega_1^2 - (I_1\omega_1'^2 + I_2\omega_2'^2) = I_1(\omega_1 - \omega_1')^2 + I_2\omega_2'^2,$$

где r_1, r_2 и I_1, I_2 — соответственно радиусы и моменты инерции шестерен. Из этих ур-ний определяются ω_1' и ω_2':

$$\omega_1' = \frac{I_1\omega_1}{I_1 + (r_1/r_2)^2 I_2}; \qquad \omega_2' = \frac{r_1}{r_2}\omega_1'.$$

С. М. Тарг.

2) Теорема, устанавливающая независимость термического кпд обратимого *Карно цикла* от природы рабочего тела и конструкции двигателя.

КАРНО ЦИКЛ — обратимый круговой процесс в термодинамической системе, состоящий из двух изотермических и двух адиабатических частей. К. ц. реализуется рабочим веществом, находящимся на изотермич. участках в тепловом контакте с двумя тепловыми резервуарами — нагревателем и холодильником (соответственно при темп-рах T_1 и T_2, причем $T_1 > T_2$). На рис. 1 и 2 показан К. ц. в переменных VT и Vp соответственно (T — темп-ра, V — объем, p — давление рабочего вещества, Q — теплота процесса). Участки *1*, *2* и *3*, *4* — изотермы, а *2*, *3* и *4*, *1* — адиабаты. Как видно из рисунков, на участках *1*, *2* и *3*, *4* происходит соответственно изотермическое, а на участках *2*, *3* и *4*, *1* — адиабатич.

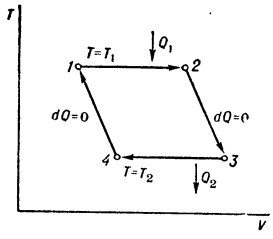


Рис. 1

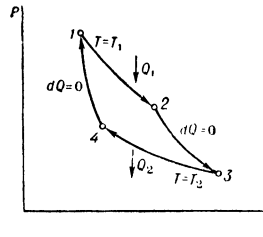


Рис. 2.

расширение и сжатие рабочего вещества. В случае, когда число внешних параметров, определяющих состояние системы, больше двух, К. ц. изобразится двумя отрезками кривых на двух изотермич. поверхностях и двумя отрезками адиабат, расположенных на двух изоэнтропич. поверхностях и соединяющих попарно концы изотерм.

Коэффициент полезного действия η цикла определяется как $\eta = W/Q_1$, где W — работа, совершенная за полный цикл, Q_1 — количество теплоты, полученное системой (сумма положительных значений dQ). Для К. ц. Q_1 равно теплу, полученному от нагревателя на изотермич. участке *1*, *2*. На участке *3*, *4* система отдает холодильнику количество теплоты Q_1. Так как К. ц. — обратимый круговой процесс, то для него имеем (см. *Клаузиуса неравенство*)

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0. \qquad (1)$$

Т. к. на адиабатах $dQ = 0$, из (1) следует: $Q_1/T_1 - Q_2/T_2 = 0$. Поскольку в конце цикла энергия системы возвращается к своему первоначальному значению, то, согласно 1-му началу термодинамики, работа W, совершенная за цикл, равна $W = Q_1 - Q_2$. Таким образом, кпд цикла равен

$$\eta = W/Q_1 = (Q_1 - Q_2)/Q_1 = (T_1 - T_2)/T_1 = 1 - T_2/T_1. \qquad (2)$$

Из (2) следует т. н. теорема Карно: кпд цикла не зависит от природы рабочего тела и от технич. способов осуществления К. ц.; единственные параметры, определяющие кпд, — темп-ры холодильника и нагревателя. При рассмотрении К. ц. относительно рабочего вещества было сделано только одно допущение: предполагалось, что рабочее вещество гомогенно, т. е. что его состояние можно задать переменными p и V, значения к-рых определяют величину T при помощи к.-л. ур-ния состояния.

Для К. ц. доказана следующая фундаментальная теорема. Если имеется к.-л. произвольный обратимый цикл, причем максимальная темп-ра системы, когда она получает тепло, равна T_{max}, а минимальная темп-ра отдачи тепла равна T_{min}, то кпд такого цикла η' меньше, чем кпд К. ц. с темп-рой нагревателя T_{max} и темп-рой холодильника T_{min}. Иными словами

$$\eta' < (T_{max} - T_{min})/T_{max}. \qquad (3)$$

К. ц. может быть использован для определения абс. шкалы темп-ры, т. к. отношение абс. темп-р двух тел равно отношению полученного и отданного этими телами тепла, если они используются как холодильник и нагреватель в К. ц.

Исторически изучение К. ц. сыграло большую роль для обоснования 2-го начала термодинамики.

Лит.: 1) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М., 1952; 2) Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955. *В. П. Смилга.*

КАРОТТАЖ — совокупность методов бескернового исследования разрезов буровых скважин. В зависимости от физич. параметров, по к-рым определяют породы в скважинах, К. подразделяется на неск. видов; основные из них: 1) электрический, 2) радиоактивный, 3) магнитный, 4) сейсмический, 5) термокаротаж.

КАРСОНА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — заменяет функцию $f(t)$, определенную при $-\infty<t<\infty$ и равную нулю при $t<0$, ф-цией $p\int_0^\infty e^{-pt}f(t)dt$ комплексного переменного p. Последняя наз. трансформацией Карсона ф-ции $f(t)$ и отличается от трансформации Лапласа (см. *Лапласа преобразование*) той же ф-ции наличием множителя p.

Лит. см. при ст. *Лапласа преобразование.*

КАРЦИНОТРОН — см. *Лампа обратной волны.*

КАСКАДНЫЙ ГЕНЕРАТОР (Кокрофта — Уолтона генератор) — высоковольтный генератор, работающий по принципу умножения напряжения. Такой генератор на 700 000 *в* был построен впервые в 1932 г. Дж. Кокрофтом (J. D. Cockroft) и Э. Уолтоном (E. T. S. Walton), к-рые получили с его помощью положительные ионы большой скорости.

Постоянное высокое напряжение получается с помощью высоковольтных трансформаторов и выпрямителей. Имеется много различных схем выпрямления; 2 из них приведены на рис. 1, *а* и *б*.

На рис. 1,*а* приведена схема выпрямления путем срезания отрицательной полуволны диодом D и

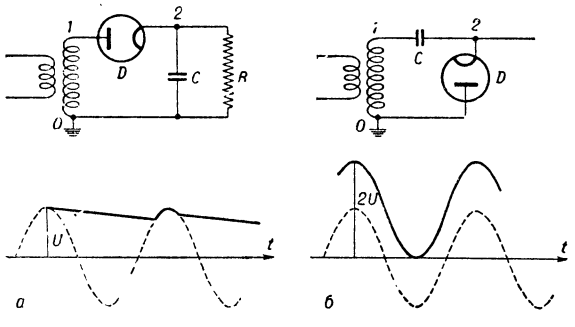


Рис. 1.

сглаживания пульсации напряжения с помощью емкости C (пунктиром показано изменение напряжения в точке *1* и сплошной линией в точке *2*). На рис. 1, *б* приведена схема (Вилларда), в к-рой получается сложение напряжения трансформатора и напряжения на заряженном конденсаторе; когда в точке *1* потенциал равен $-U$, потенциал в точке *2*, к-рая соединена с помощью диода D с землей, равен нулю. Т. о., на конденсаторе имеется разность потенциалов U. Когда через $^1/_2$ периода в точке *1* потенциал меняется на $2U$ (от $-U$ до $+U$), потенциал в точке *2* растет от 0 до $+2U$ (знак потенциала соответствует запертому диоду и конденсатор не разряжается). В следующем полупериоде в точке 1 потенциал меняется от $+U$ до $-U$ и соответственно в точке *2* потенциал меняется от $+2U$ до 0. Т. о., в точке *2* напряжение сохраняет постоянный знак, но меняется от 0 до $+2U$.

На рис. 2. приведена схема К. г. Участок *0—1—2—0* соответствует схеме рис. 1, *б*, а участок цепи *2—3—0* соответствует участку *1—2—0* схемы рис. 1, *а* и в точке *3* имеется сглаженное напряжение, равное $+2U$.

Теперь рассмотрим работу участков каскада *3—2—4—3* и *3—4—5*. В точке *3* потенциал равен $+2U$. В точке *2* потенциал меняется от 0 до $2U$; когда потенциал в точке *2* равен нулю, конденсатор C_3 заряжается до разности потенциалов $+2U$ и в точке *4* потенциал будет равен $+2U$ (диод D_3 открыт); когда в точке *2* потенциал возрастает до $+2U$, в точке *4* потенциал также изменится на $+2U$ и сделается равным $+4U$ (диод D_3 заперт); т. о., в точке *4* напряжение меняется от $+2U$ до $+4U$. Соответственно с помощью диода D_4 заряжается конденсатор C_4 и потенциал в точке *5* постоянно равен $+4U$. Аналогично работают и все другие каскады: *5—4—6—5* работает аналогично каскаду *3—2—4—3*, каскад *5—6—7* работает аналогично каскаду *3—4—5*, в результате чего потенциал в точке *7* равен $+6U$ и т. д.

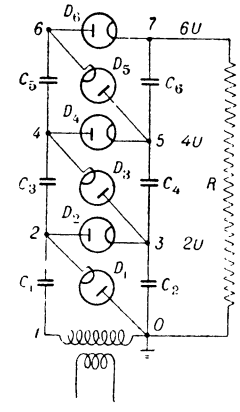


Рис. 2.

Пульсации напряжения δU и падение напряжения ΔU в К. г. определяются ф-лами:

$$\delta U=\frac{in(n+1)}{2fC},\qquad \Delta U=\frac{2in^3}{3fc},$$

где i — ток нагрузки, f — частота, C — емкость конденсатора ступени каскада и n — число каскадов. Обычно в К. г. (из-за зависимости от n^3) делается небольшое число каскадов, каждый на неск. сотен *кв*. Например, К. г. фирмы Сименс имеет 4 каскада по 300 000 *в*, К. г. фирмы Филлинс на 2 000 000 *в* и ток 5 *ма* имеет 9 каскадов. Размеры К. г. в основном определяются габаритами используемых конденсаторов и условиями изоляции высокого напряжения.

Значительные трудности в конструкции К. г. связаны с работой выпрямителей. При использовании кенотронов необходимо обеспечить подведение нек-рой мощности для накаливания катодов кенотронов, каждый из к-рых (по ступеням каскадов) находится при все более и более высоком потенциале. В первых К. г. для накала кенотронов применялись аккумуляторы, что представляло большие неудобства. Далее использовались переходные трансформаторы или генераторы малой мощности, приводимые во вращение изолирующими валами. Наиболее удобно применять для накала кенотронов токи высокой частоты, пользуясь в качестве тракта подачи мощности основными конденсаторами К. г. Радикальным решением этого вопроса является переход на твердые полупроводниковые выпрямители, не требующие дополнительного подведения мощности; однако применение твердых выпрямителей связано с нек-рыми трудностями из-за необходимости последовательного соединения большого числа отдельных элементов и обеспечения надежности их работы в этих условиях.

При применении К. г. на неск. миллионов *в* для ядерных исследований значительные неудобства создают размеры установки. Можно сократить габариты, если поместить К. г. в среду с повышенной электрич. прочностью (масло или сжатый газ).

Лит.: 1) Воробьев А. А., Сверхвысокие электрические напряжения, М.—Л., 1955; 2) Baldinger E., Kaskadengeneratoren, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 44, B.—Göttingen,—Hdlb., 1959. *Б. М. Гохберг.*

КАСКАДНЫЙ МЕТОД ОЖИЖЕНИЯ — последовательное ожижение ряда газов со все более низкими темп-рами кипения; причем ожиженный газ с более высокой темп-рой кипения служит для предварительного охлаждения следующего, с более низкой темп-рой кипения. Продуктом ожижения является обычно последний член этого ряда (с наинизшей темп-рой кипения); остальные газы работают в замкнутых циклах и не расходуются. К. м. о. имеет бо́льшую эффективность

(т. е. дает большее количество ожиженного газа на единицу затраченной энергии), чем прямое ожижение с использованием того же цикла (если оно вообще возможно). Напр., прямое ожижение воздуха с применением *Джоуля—Томсона эффекта* при дросселировании газа требует в 6—7 раз большей затраты энергии, чем при К. м. о. воздуха с промежуточными ступенями — аммиак, этилен и метан (при применении для ожижения каждого из газов того же эффекта Джоуля — Томсона). Увеличение эффективности связано с уменьшением необратимости из-за меньшего по сравнению с прямым методом перепада темп-р в каждом цикле.

Для ожижения воздуха К. м. о. почти не применяется из-за сложности оборудования (для каждой ступени требуется отдельная компрессорная установка) и в связи с разработкой достаточно эффективных методов прямого ожижения воздуха с применением *детандеров*. К. м. о. находит нек-рое применение в установках для получения жидкого H_2 (предварит. охлаждение жидким N_2) и жидкого He (предварит. охлаждение жидкими N_2 и H_2). Дросселирование этих газов при обычных темп-рах вызывает нагревание и необходимость предварительного охлаждения до темп-р, лежащих ниже точки изменения знака эффекта Джоуля — Томсона.

Лит.: 1) Герш С. Я., Глубокое охлаждение, 3 изд., ч. 1—2, М.—Л., 1957—60; 2) Малков М. П., Павлов К. Ф., Справочник по глубокому охлаждению в технике, М.—Л., 1947.

В. Н. Качинский.

КАСТИЛЬЯНО ТЕОРЕМА — общая теорема теории упругости, согласно к-рой действительное напряженное состояние линейно упругого тела, в отличие от статически возможных, отвечающих той же внешней нагрузке, сообщает потенциальной энергии минимальное значение (начало Кастильяно). Часто К. т. наз. вытекающие из К. т. ф-лы $\varepsilon_x = \frac{\partial \Pi}{\partial \sigma_x}$, $\gamma_{xy} = \frac{\partial \Pi}{\partial \tau_{xy}}$, ..., где Π — потенциальная энергия деформации, ε_x, γ_{xy}, ..., γ_{zx} — компоненты тензора деформации, σ_x, τ_{xy}, ..., τ_{zx} — компоненты тензора напряжений. В случае сосредоточенных сил, особенно важном для строительной механики, ф-лы Кастильяно принимают вид $\delta_i = \frac{\partial \Pi}{\partial P_i}$, т. е. частная производная от потенциальной энергии по величине любой внешней силы P_i равна перемещению δ_i точки приложения этой силы по направлению ее действия. К. т. обобщается и на случай нелинейно упругих и пластич. тел; при этом потенциальная энергия заменяется на дополнительную работу: $R = \int \varepsilon_x d\sigma_x + \ldots + \gamma_{zx} d\tau_{zx}$. Названа по имени А. Кастильяно (A. Castigliano). *Г. И. Джанелидзе.*

КАТАЛИЗ — изменение скорости химич. реакции или ее возбуждение при воздействии веществ, наз. к а т а л и з а т о р а м и, к-рые, участвуя в реакции, по окончании ее не входят в состав продуктов реакции; катализатор не находится в стехиометрич. отношениях с продуктами реакции. Различают положительный К., когда катализатор ускоряет реакцию, и отрицательный К., когда катализатор замедляет реакцию. В большинстве случаев имеют в виду положительный К. Явление ускорения реакции при воздействии продукта реакции или одного из промежуточных веществ наз. а у т о к а т а л и з о м.

Все каталитич. реакции в термодинамич. отношении — самопроизвольные процессы, т. е. сопровождаются уменьшением *свободной энергии*. Катализатор не сдвигает положения химич. равновесия, но ускоряет его достижение. Один и тот же катализатор, как правило, ускоряет как прямую, так и обратную реакции. Катализаторы обладают избирательным действием, или селективностью, т. е. ускоряют не всякую реакцию, а одну из термодинамически возможных. Напр., в присутствии Al_2O_3 или ThO_2 при 350°C происходит дегидратация этилового спирта: $C_2H_5OH \rightarrow CH_2 = CH_2 + H_2O$; на медном катализаторе при той же температуре происходит реакция дегидрирования: $C_2H_5OH \rightarrow CH_3CHO + H_2$; на др. катализаторах и в др. условиях получаются бутадиен $CH_2CHCHCH_2$, бутиловый спирт C_4H_9OH, диэтиловый эфир $(C_2H_5)_2O$ и др. вещества.

Зависимость константы скорости k каталитич. реакций от темп-ры подчиняется ур-нию Аррениуса (см. *Кинетика химическая*); причем энергия активации E каталитич. реакций, как правило, меньше, чем некаталитических. Напр., при некаталитическом разложении NH_3 $E \approx 80$ *ккал/моль*, при разложении же NH_3 в присутствии Pt или W $E \approx 40$ *ккал/моль*. Благодаря снижению E обеспечивается ускорение каталитич. реакций по сравнению с некаталитическими. Снижение E объясняется тем, что реакция при К. протекает по новому пути, складывающемуся из элементарных химич. реакций, энергии активации к-рых E_2, E_3 и т. д. меньше, чем энергия активации E_1 некаталитич. реакции (рис. 1).

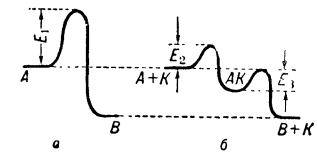


Рис. 1. Энергетическая диаграмма реакции $A \rightarrow B$: *а* — без катализатора; *б* — в присутствии катализатора K; E_i — соответствующие значения энергии активации.

Если катализатор и реагирующие вещества находятся в одной и той же фазе, К. наз. г о м о г е н н ы м; если же в разных фазах, между к-рыми имеется граница раздела, — г е т е р о г е н н ы м, или к о н т а к т н ы м. Наиболее распространен случай, когда твердый катализатор (контакт) ускоряет реакцию между газами или реакцию в растворе. Промежуточное положение занимает микрогетерогенный К. коллоидными растворами. К последнему случаю относится К. ферментами.

Гомогенный катализ. В гомогенном К. катализатор обычно претерпевает замкнутый цикл превращений и регенерируется в конце реакции. Скорость гомогенно-каталитич. реакции часто пропорциональна концентрации катализатора. Как правило, необходимо, чтобы сам катализатор обладал значительной химич. активностью. Механизм его действия различен в радикальных, ионных и молекулярных реакциях.

В р а д и к а л ь н ы х гомогенных газовых реакциях роль катализаторов часто заключается в инициировании *цепной реакции* или, в случае отрицательного К., в обрыве цепной реакции (ингибирование). В этих случаях катализатор расходуется при реакции. Такими катализаторами (иногда их наз. инициаторами и выделяют из явлений К.) служат вещества, легко образующие свободные атомы или радикалы. Напр., в реакции окисления CO каталитич. действие паров воды обусловлено образованием при диссоциации воды радикалов $OH^{\cdot}$, далее реакция протекает по схеме: $CO + OH^{\cdot} \rightarrow CO_2 + H^{\cdot}$; $2H^{\cdot} + O_2 \rightarrow 2\,OH^{\cdot}$ и т. д.

И о н н ы е гомогенные реакции обычно протекают в растворах и катализируются растворителем. Особенно распространен к и с л о т н о - о с н о в н о й К., когда реакции гидратации, гидролиза, полимеризации, этерификации и др. ускоряются под действием ионов H^+ и OH^-, а также под действием недиссоциированных молекул кислот и оснований. Предполагается, что при К. кислотами протон H^+, присоединяясь к молекулам исходных органич. веществ, образует активное промежуточное соединение, т. н. и о н к а р б о н и я, к-рый, превращаясь, дает конечные продукты; напр., $C_2H_4 + H^+ \rightleftarrows C_2H_5^+$, $C_2H_5^+ + H_2O \rightarrow C_2H_5OH + H^+$.

При К. основаниями таким активным промежуточным веществом является к а р б а н и о н, возникший в результате отщепления протона H^+ от исходного вещества; напр., B (основание) + $R CH_2CHCH_2 \rightleftarrows$ $\rightleftarrows BH^+ + RCHCH{=}CH_2 \rightarrow BH^+ + RCH = CHCH_2 \rightarrow$ $\rightarrow RCH{=}CHCH_3 + B$. В разбавленных растворах константа скорости кислотно-основной реакции пропорциональна концентрации катализатора, а в концентрированных реакциях растет быстрее. В этом случае следует говорить о протонно-донорных и протонно-акцепторных свойствах среды.

М о л е к у л я р н ы е гомогенно-каталитич. реакции встречаются, по-видимому, реже, чем радикальные и ионные. В последнее время показано, что они могут идти через образование циклич. комплексов, к-рые образуются из реагирующих веществ и катализаторов.

Гетерогенный (контактный) катализ. Гетерогенно-каталитич. реакция состоит из неск. стадий: диффузии компонентов к катализатору, адсорбции, химич. превращения на поверхности, десорбции и обратной диффузии продуктов реакции. Согласно общепринятым представлениям, к К. приводит не всякая *адсорбция*, а только адсорбция, сопровождающаяся образованием химич. связи реагента с поверхностью катализатора, т. е. *хемосорбция*. Для К. необходимо, чтобы энергия связи адсорбционного соединения находилась в определенных пределах: не была ни слишком большой, ни слишком малой, т. к. образование слишком прочных связей молекулы с поверхностью затрудняет дальнейшее реагирование.

В разных условиях суммарный процесс К. может лимитировать любая из стадий. В простейшем случае лимитирующей стадией каталитич. реакций является непосредственно химич. взаимодействие на поверхности, а диффузия, адсорбция и десорбция протекают очень быстро. Если адсорбция является активированной (хемосорбция с большими значениями энергии активации), то она протекает с конечной скоростью, и предположение о медленности химич. взаимодействия по сравнению с адсорбцией и десорбцией может стать неправильным. Напр., при синтезе NH_3 на Fe-катализаторе лимитирующая стадия процесса — активированная адсорбция азота $N_2 \rightarrow 2N_{адс}$. О роли скорости диффузии см. ниже в разделе «Промышленный гетерогенный катализ».

В случае однородной поверхности скорость реакции принимается пропорциональной адсорбированному количеству. В нек-рых случаях поверхность катализатора действительно однородна и активность разных образцов одного и того же состава, отнесенная к 1 $м^2$ поверхности, постоянна. Однако в большинстве случаев поверхность неоднородна, и разные ее участки обладают различными каталитич. и адсорбционными свойствами. В 1-ю очередь К. идет на наиболее активных участках — т. н. а к т и в н ы х ц е н т р а х. На металлах и полупроводниках активными центрами часто являются примесные центры, т. е. включения химич. примесей в поверхность катализатора. На неоднородной поверхности константы скорости каталитич. реакции и активированной адсорбции и теплота адсорбции обычно падают, а энергии активации адсорбции и реакции растут с заполнением поверхности. Это приводит к сложным кинетич. зависимостям. См. также раздел «Кинетика гетерогенных реакций» в ст. *Кинетика химическая*.

Механизм действия разных твердых катализаторов различен, а поэтому пока не существует единой теории подбора катализаторов. Наиболее плодотворны представления, учитывающие химич. соответствие протекающего процесса и катализатора.

Основные каталитич. процессы контактного К. можно разделить на 2 больших класса: э л е к т р о н н ы е (радикальные) и и о н н ы е (кислотно-основные). К 1-му классу относят процессы, связанные с переходом электронов (*окислительно-восстановительные реакции*): окисление, восстановление, гидрогенизацию и др. Типичными катализаторами для них являются металлы и полупроводники, т. е. вещества, обладающие свободными или легковозбуждаемыми электронами (или *дырками*). К наиболее широко распространенным катализаторам этого класса относятся переходные металлы (Pt, Pd, Ni, Fe, Co) и их соединения; окислы (V_2O_5, MnO_2, MoO_3, Cr_2O_3), сульфиды (MoS_2, WS_2, CoS), шпинели ($CuCr_2O_4$, Fe_3O_4), а также нек-рые полупроводники, не имеющие в своем составе переходных элементов (Ge, Si, ZnO, ZnS). К процессам 2-го класса относятся реакции кислотно-основного взаимодействия: крекинг, гидратация, дегидратация, различные случаи полимеризации, изомеризации, конденсации и др. Типичными катализаторами для них являются твердые тела, обладающие кислотными (алюмосиликаты, SiO_2, Al_2O_3, ThO_2) и основными (CaO, BaO) свойствами. Чаще всего это — ионные кристаллы (диэлектрики) или аморфные непроводящие твердые вещества (гели).

За последние годы проблема взаимодействия газовой молекулы с кристаллом при адсорбции и К. для случая электронных каталитич. процессов начала решаться методами квантовой механики — это т. н. э л е к т р о н н а я т е о р и я К. Лучше всего разработана электронная теория К. на полупроводниках. Согласно этой теории, центром хемосорбции (активным центром) является свободный электрон (или «дырка») полупроводника. Адсорбированные атомы или молекулы рассматриваются как примеси, нарушающие строго периодич. структуру решетки. В энергетич. спектре кристалла они могут быть изображены локальными уровнями, расположенными в запрещенной зоне полупроводника (см. *Зонная теория*). Разные частицы занимают различные уровни в запрещенной зоне. Если реагирующая частица занимает уровень, расположенный ближе к зоне проводимости, т. е. уровень адсорбированной частицы находится выше уровня Ферми (уровня химич. потенциала) на поверхности полупроводника, то все хемосорбированные частицы являются донорами электронов. Если же уровень адсорбированной частицы ниже уровня Ферми, она является акцептором электронов. Т. о., адсорбционная способность и каталитич. активность поверхности полупроводника определяются взаимным расположением локального уровня адсорбированной частицы и положением уровня Ферми на поверхности. Реакция наз. а к ц е п т о р н о й, если скорость ее тем больше, чем выше уровень Ферми, и д о н о р н о й, если скорость ее тем больше, чем ниже уровень Ферми. Акцепторные реакции ускоряются полупроводниками *n*-типа, донорные — полупроводниками *p*-типа.

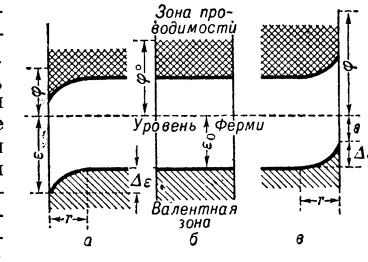


Рис. 2. Изгиб зоны полупроводника в результате заряжения его поверхности; *а* — поверхность заряжена положительно; *б* — не заряжена; *в* — заряжена отрицательно; φ — работа выхода; r — толщина слоя приповерхностного объемного заряда; остальные обозначения в тексте.

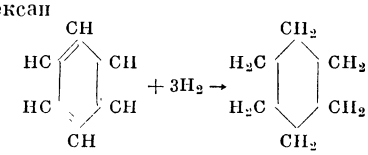
Положение уровня Ферми на поверхности полупроводника ε зависит от положения уровня Ферми в объеме ε_0 и от изгиба зон у поверхности, т. е. от разности потенциалов между поверхностью и объемом $\Delta\varepsilon$ (рис. 2): $\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon$.

Положение ε_0 при низких темп-рах определяется примесями, введенными в полупроводник; донорные (n-) примеси повышают ε_0, акцепторные (p-) — понижают. Изгиб зон на поверхности полупроводника $\Delta\varepsilon$ определяется заряжением ее при адсорбции, а также неадсорбционными поверхностными состояниями (уровни Тамма, поверхностные дефекты). При большой плотности поверхностных состояний (больших значениях $\Delta\varepsilon$) могут быть случаи независимости свойств поверхности (ε) от объема (ε_0) — т. н. квазиизолированная поверхность; могут быть и обратные случаи, когда свойства поверхности определяются только величиной ε_0, т. е. объемными свойствами.

Теория К. на полупроводниках удовлетворительно объяснила ряд экспериментальных фактов. К ним относится, например, действие добавок (промоторов), изменяющих уровень Ферми катализатора-полупроводника. Если, например, при дегидрировании изопропилового спирта $C_3H_7OH \rightarrow C_3H_6O + H_2$ лимитирующей стадией является взаимодействие адсорбированных молекул со свободными дырками, то акцепторные добавки будут ускорять, а донорные добавки замедлять реакцию. Действительно, на опыте было найдено, что на p-Ge (с добавкой Ga) скорость реакции была выше а энергия активации ниже, чем на n-Ge (с добавкой Sb). Аналогично, в случае окисных полупроводников промоторами часто служат добавки соединений металлов, несущих заряд, отличный от заряда металла основного соединения (напр., добавка Fe_2O_3 промотирует NiO при окислении CO). При высоких темп-рах, когда К. протекает в области собственной проводимости полупроводника, а уровень Ферми лежит посредине запрещенной зоны, наоборот, примеси оказывают мало влияния на скорость каталитич. реакции, т. к. при этом число электронов, вносимых основным катализатором, намного превышает число электронов, вносимых примесью. Экспериментально установлена связь каталитич. активности полупроводниковых катализаторов с их электронными свойствами: электропроводностью, определяющейся уровнем Ферми в объеме ε_0, работой выхода электрона, определяющейся $\Delta\varepsilon$, и т. д. Хотя наличие переходных металлов в катализаторе не является необходимым критерием высокой каталитич. активности, в ряде случаев для окислительно-восстановительных реакций соединения переходных металлов каталитически более активны.

Менее разработана электронная теория К. на металлах. В ряде случаев металл в условиях К. бывает покрыт окисной пленкой и каталитич. реакция протекает в действительности на поверхности окисла-полупроводника, однако в большинстве реальных случаев, когда катализаторами служат переходные металлы, катализирует сам металл. Наиболее распространены представления о связи активности с числом дырок в d-зоне металла; напр., при реакции окисления H_2 и гидрирования $CH_2=CH_2$ среди металлов больших периодов самыми активными оказываются металлы VIII группы (Ni, Pt, Pd и др.), где d-зона не совсем заполнена и количество дырок в ней велико; при переходе же к I группе (Cu, Ag, Au), когда d-зона полностью заполняется, активность резко падает. Для сплава Ni—Cu в реакции гидрирования стирола $C_6H_5CH=CH_2 + H_2 \rightarrow C_6H_5CH_2CH_3$ была найдена линейная связь между числом дырок в d-зоне и активностью. При составе 40% Ni — 60% Cu d-зона заполняется и каталитич. активность падает до нуля. Участие дырок d-зоны в хемосорбции на металле доказано экспериментально по уменьшению парамагнетизма при хемосорбции.

При адсорбции и К. сложных органич. молекул расположение атомов в молекулах реагирующих веществ должно находиться в геометрич. соответствии с расположением атомов или ионов в поверхностном слое катализатора. Геометрич. фактор в К. подробно рассмотрен мультиплетной теорией Баландина, к-рая позволила объяснить ряд экспериментальных фактов, в особенности в случае К. на металлах. Напр., тот факт, что при гидрировании бензола в циклогексан



активны металлы с гексагональной или кубич. гранецентрированной решеткой, имеющие атомные радиусы в пределах 1,22—1,39 А, был объяснен тем, что молекула бензола (расстояние между атомами углерода $\sim$ 1,4 А) накладывается плашмя при адсорбции на поверхность металла-катализатора.

Гетерогенный кислотно-основной катализ объясняется наличием активных кислотных или основных центров на поверхности катализаторов. Кислотный К. наиболее изучен на алюмосиликатах. В ряде случаев установлена прямая зависимость между каталитич. активностью алюмосиликата (напр., в реакции крекинга парафинов) и количеством кислоты (H^+) на его поверхности. Активными промежуточными веществами, как и в гомогенном кислотно-основном К., являются ионы карбония или карбанионы.

Могут существовать и др. механизмы К., отличные от этих двух основных. Напр., орто-пара-конверсия водорода ($oH_2 \rightleftarrows pH_2$) катализируется парамагнитными веществами.

Промышленный гетерогенный катализ. Гетерогенный К имеет огромное значение в технике. Большинство промышленных катализаторов содержит в своем составе промоторы или активаторы. Распространены также смешанные катализаторы, состоящие из неск. компонентов, действие к-рых, как правило, не аддитивно. Напр., катализатор крекинга углеводородов, состоящий из окислов Al и Si, значительно более активен, чем Al_2O_3 и SiO_2, взятые порознь. Кроме соответствующего химич. состава, катализатор, применяемый в промышленности, должен обладать достаточной механич. прочностью, малой распыляемостью, малой спекаемостью, сопротивляемостью контактным ядам.

Для получения макс. поверхности катализаторы часто применяют в виде порошков, высокодисперсных тел или веществ с высокопористой структурой. Таковы, напр., «скелетные» никелевые катализаторы, употребляемые для реакций гидрогенизации, получаемые сплавлением Ni с Al с последующим выщелачиванием Al и образованием пор. Для лучшего распределения и предотвращения спекания катализаторов их часто наносят на т. н носители, обычно пористые или высокодисперсные вещества (силикагель, активированный уголь, асбест, пемза и т. д.). Согласно теории пересыщения Рогинского, для получения высокоактивного катализатора необходимо вести процесс его приготовления в условиях, максимально удаленных от равновесных. Напр., для получения активной NiO разлагают $NiCO_3$ при непрерывном удалении CO_2, так что концентрация CO_2 значительно ниже равновесной.

При проведении К. в промышленных условиях приходится учитывать диффузию компонентов к катализатору, отвод продуктов от катализатора и процессы переноса тепла. Это особенно существенно, когда скорость диффузии меньше скорости химич. реакции или адсорбции, напр. при высоких темп-рах и давлениях или в жидком растворе. Различают:

кинетическую область, в к-рой скорость реакции определяется непосредственно химич. реакцией; область внутренней диффузии, когда лимитирующей стадией является перенос вещества в порах внутри зерна; внешней диффузии, когда лимитирует реакцию подвод реагентов к внешней поверхности зерна. При переходе с ростом темп-ры из кинетической во внутридиффузионную область энергия активации, определяемая на опыте, уменьшается вдвое. При переходе во внешнедиффузионную область происходит еще более резкое уменьшение темп-рного коэффициента и темп-рная зависимость скорости реакции определяется температурной зависимостью коэфф. диффузии (рис. 3). Диффузионные явления особенно вредны в случае последовательных многостадийных реакций, когда в результате затруднений с отводом продуктов реакции ценный продукт может претерпевать дальнейшие превращения. Например, при окислении этилена может образоваться бесполезная углекислота. Для ликвидации диффузионных осложнений применяют дробление зерен катализатора, увеличивают скорость перемешивания при проведении К. в растворе. Иногда в технике применяют катализатор в виде пылевидной массы, к-рая поддерживается во взвешенном слое движением паров или газов реагента — т. н. флюид-процесс.

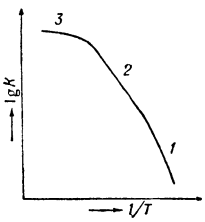


Рис 3. Зависимость константы скорости каталитич. реакции на пористом катализаторе от температуры; *1* — кинетическая область; *2* и *3* — области внутренней и внешней диффузии.

Лит.: 1) Проблемы кинетики и катализа. Сб. оригинальных и переводн. ст., т. 1—10, Л., 1935—60; 2) Рогинский С. З., Адсорбция и катализ на неоднородных поверхностях, М.—Л., 1948; 3) Борескоп Г. К., Катализ в производстве серной кислоты, М.—Л., 1954; 4) Катализ. Труды Всесоюзного совещания по катализу, посвящ. памяти Л. В. Писаржевского, Киев, 1950; 5) Вольькенштейн Ф. Ф., Электронная теория катализа на полупроводниках, М., 1960; 6) Вопросы химической кинетики, катализа и реакционной способности, М., 1955, 7) Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, М.—Л, 1947; 8) Катализ. Вопросы теории и методы исследования, пер. с англ., М., 1955; 9) Катализ. Исследование гетерогенных процессов, пер. с англ., М., 1956; 10) Катализ. Исследование гомогенных процессов, пер. с англ., М., 1957; 11) Катализ. Электронные явления, пер. с англ., М., 1958; 12) Треннел Б., Хемосорбция, пер. с англ., М., 1958; 13) Жермен Ж., Гетерогенный катализ, пер. с франц., М., 1961. *О. В. Крылов.*

КАТАФОРЕЗ — движение дисперсных частиц под действием электрич. поля, вызванное существованием на их границе со средой *двойного электрического слоя*; то же, что *электрофорез*.

КАТИОНЫ — положительно заряженные частицы (ионы), образующиеся в результате отщепления электронов от атомов или молекул. Существуют в твердых телах (ионные кристаллы), жидкостях (растворы и расплавы электролитов) и газах. Свойства К. определяются их зарядом и размером, а также строением электронных оболочек.

КАТОД — 1) электрод электровакуумного или газоразрядного прибора, являющийся источником электронов, обеспечивающих проводимость вакуумного межэлектродного пространства либо поддерживающих стационарность прохождения тока в газе. В зависимости от характера механизма эмиссии электронов К. электровакуумных и газоразрядных приборов подразделяют на *катоды термоэлектронные*, *фотокатоды* и *катоды холодные*.

2) Отрицат. электрод электролитич. ванны, гальванич. элемента, аккумулятора, а также отрицат. электрод нек-рых др. приборов.

КАТОД АВТОЭЛЕКТРОННЫЙ — см. *Катод холодный*.

КАТОД ОКСИДНЫЙ — термоэлектронный катод, состоящий из металлич. подложки (керн) и покрывающего его активного слоя (толщиной в десятки тысяч атомных слоев) — оксида; состоит из смеси окислов BaO и SrO (двойная смесь) или BaO, SrO и CaO (тройная смесь). К. о. — наиболее распространенный катод в электровакуумных и газоразрядных приборах.

Окислы Ba и Sr неустойчивы к воздействию паров воды и CO_2, поэтому на керн, материалом для к-рого обычно служит Ni или W, наносят смесь углекислых солей Ba и Sr опрыскиванием или электрич. осаждением из суспензии. В последнем случае покрытие получается более плотным; опрыскивание дает более пористое покрытие (1—2 *г/см*^{3}). Толщина покрытия 30—200 *μ*. Размеры микрокристалликов покрытия 1—10 *μ*.

Активирование К. о. состоит в его нагревании при темп-ре 800—1100° С для разложения карбонатов и образования окислов; затем К. о. выдерживают непродолжит. время при темп-ре 1275°К при одновременной подаче на анод прибора напряжения 100—200 *в* [1]. При активировании происходит восстановление Ba в результате неск. процессов: термич. диссоциации и реакции BaO с веществом керна или присадками в керне; для усиления восстановит. свойств керна в него специально вводят небольшое количество (от 0,2% до неск. %) активирующих веществ: Mg, Si, W и др. элементов, вступающих в реакцию с BaO. Образовавшиеся избыточные атомы Ba (для хорошо активированного К. о. концентрация атомов Ba достигает величины $\approx 10^{19}$ атомов/*см*^{3}) распределяются по толще покрытия.

Окислы щелочноземельных металлов имеют ионную кристаллич. решетку, в узлах к-рой находятся 2-валентные ионы металла и кислорода. Ширина запрещенной зоны (см. *Зонная теория*) Q_0 (рис. 1) для BaO и SrO составляет неск. *эв*; поэтому оксидное покрытие в неактивированном состоянии является диэлектриком. Образующиеся при активировании свободные атомы Ba играют роль металлич. примеси к оксиду и являются донорами; энергетич. уровни их валентных электронов $E_д$ располагаются в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости оксида (зона проводимости образуется из уровня 6*S* атома Ba). Т. о., при активировании оксид превращается из диэлектрика в электронный полупроводник. Уровень электрохимич. потенциала E_0 при рабочих темп-рах К. о. расположен между дном зоны проводимости E_1 и уровнями доноров $E_д$. Энергетич. интервал между дном зоны проводимости и уровнями доноров можно определить из темп-рной зависимости электропроводности оксида.

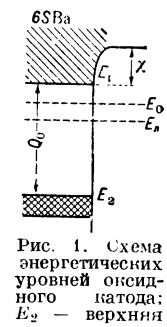


Рис. 1. Схема энергетических уровней оксидного катода; E_2 — верхняя граница заполненной зоны; E_1 — дно зоны проводимости $E_д$ — локальные уровни атомов Ba, E_0 — уровень электрохимич. потенциала; χ — внешняя работа выхода.

Работа выхода К. о. составляет 1—1.2 *эв*, эмиссионная постоянная $A = 10^{-1}$—10^{-3} *а/см*$^2 \cdot$ *град*^{2} (см. *Катод термоэлектронный*, *Термоэлектронная эмиссия*). Благодаря низкой работе выхода К. о. позволяют получить большие плотности тока при сравнительно низких темп-рах, напр. при $T = 800°$ С плотность тока 500 *ма/см*^{2} при сроке службы 500 часов. К. о. в статич. режиме позволяет получить плотности тока в неск. *а/см*^{2}. Долговечность для слабонагруженных катодов (5—10 *ма/см*^{2}) измеряется многими сотнями тысяч часов. В импульсном режиме токи достигают 50—60 *а/см*^{2}, а в отдельных случаях до 150 *а/см*^{2} при $T = 1100°$ К. При этом лучшие результаты дает К. о. на керне из чистого Ni. К. о. экономичен;

так, напр., удельная мощность накала К. о. примерно в 25 раз меньше, чем у *вольфрамового катода*, и в 4 раза меньше, чем у торированного вольфрама (см. *Катод термоэлектронный*).

Недостатки К. о.: 1) легко испаряющийся с катода Ba, осаждаясь на близлежащих электродах, вызывает их повышенную термоэлектронную эмиссию и *вторичную электронную эмиссию*, нарушающие нормальную работу приборов; 2) недостаточная теплопроводность слоя оксида и большие напряженности электрич. поля, возникающего в прослойке между керном и оксидом (см. ниже), вызывают «искрение» катода, разрушающее оксидный слой. «Искрение» ограничивает величину плотности тока и долговечность К. о.; 3) К. о. сравнительно легко отравляется; при этом степень его отравления зависит от темп-ры катода, давления отравляющего газа, его состава. Характерным для К. о. является падение его эмиссионной способности при отборе тока, наблюдаемое при работе катода как в статическом, так и в импульсном режимах. Одна из распространенных гипотез, связывающих падение эмиссии К. о. с уменьшением концентрации доноров в поверхностном слое покрытия, объясняет лишь медленные изменения тока. Наблюдающиеся на опыте особенности быстрого спада тока в течение времени порядка 10^{-4} *сек* удовлетворительно объясняются гипотезой, опирающейся на факт существования на поверхности полупроводников дополнительных поверхностных уровней. 4) К. о. неустойчив к ионной и электронной бомбардировке, а также не выдерживает значит. напряженностей электрич. поля. При работе К. о. примеси керна реагируют с оксидом, и на керне постепенно образуется тонкий слой соединений (напр., типа $BaSiO_n$, если в керн введен Si). Этот слой имеет большое электрич. сопротивление—значит. большее, чем сопротивление оксида, и наз. запорным слоем (рис. 2). Повышенное электрич. сопротивление запорного слоя вызывает уменьшение тока накала и понижение темп-ры катода по сравнению с катодами на керне из чистого Ni, что ухудшает параметры электронных ламп.

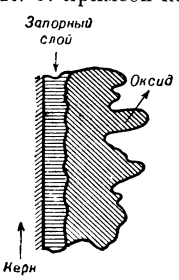


Рис. 2. Структура оксидного катода.

К. о. широко применяется в *приемно-усилительных лампах*, в большинстве мелких и средних генераторных ламп, в газоразрядных приборах, различных типах *электроннолучевых приборов*, а также в *СВЧ электронных приборах* (*магнетрон*, *клистрон*, *лампа бегущей волны* и др.).

К. о. бывает прямонакальным и подогревным (рис. 3). Конструктивные варианты К. о.: 1) сетчатый катод, в к-ром оксид наносится на керн с приспеченной тонкой никелевой сеткой; 2) губчатый, или спеченный катод, где оксид наносится на керн с приспеченным никелевым порошком; 3) трубчатый, или ячейчатый, катод, в котором оксидной массой заполняются никелевые трубки; 4) пластинчатый или ламельный катод, в к-ром оксид наносится на боковые поверхности пластин. Сетчатый и губчатый К. о. применяют гл. обр. в магнетронах и водородных *тиратронах*. Эти катоды обеспечивают большую долговечность за счет увеличения запаса активного вещества, лучше противостоят ионной бомбардировке и отравлению, уменьшают возможность искрения вследствие увеличенной проводимости слоя. Ячейчатый катод (рис. 4) состоит из отдельных никелевых трубочек,

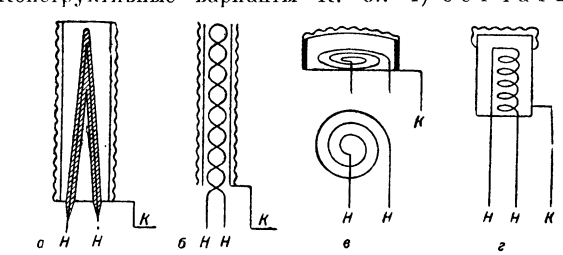


Рис. 3. Некоторые конструкции подогревных оксидных катодов; *н-н* — нагреватель; *К* — катод.

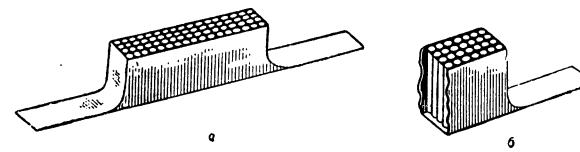


Рис. 4. Ячейчатый катод: *а* — общий вид; *б* — поперечный разрез

заполненных оксидной массой и вмонтированных в коробочку из Mo. Для такого К. о. характерно отсутствие искрения, что позволяет снимать в непрерывном режиме токи до 500—600 *ма/см*^{2}, а в импульсном режиме — до 40 *а/см*^{2}. Ламельный катод (рис. 5)

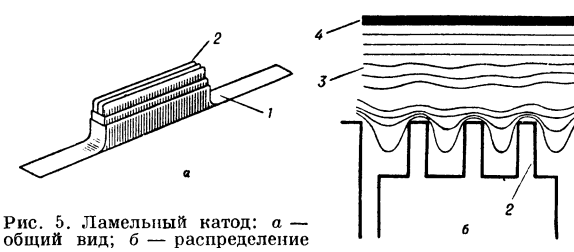


Рис. 5. Ламельный катод: *а* — общий вид; *б* — распределение электрического поля между анодом и катодом; *1* — молибденовая оправка; *2* — отдельная ламель; *3* — силовые линии электрического поля; *4* — анод.

состоит из системы металлич. пластин, на боковые поверхности к-рых наносится оксид. При такой конструкции высокая напряженность поля существует у наружных граней ламелей, а на плоских участках ламелей, покрытых оксидом, внешнее электрич. поле слабое. Основную роль в эмиссии пластинчатого катода играют участки ламелей, расположенные вблизи краев, активируемые за счет миграции Ba. Описанные катоды устойчивы к ионной бомбардировке и обеспечивают срок службы свыше 1000 часов, сохраняя по истечении срока службы плотность тока до 500 *ма/см*^{2}. Последние 2 типа К. о. перспективны для различных высокочастотных приборов.

Лит.: 1) Герман Г. и Вагенер С., Оксидный катод, пер. с нем., М.—Л., 1949; 2) Добрецов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, М.—Л., 1952; 3) Оксидный катод. Сб. трудов Междунар. конгресса, М., 1957; 4) Wright D. A., Survey of present knowledge of thermionic emitters, «Proc. IRE», 1953, v. 100, pt. 3, № 65; 5) Моргулис Н. Д., Современные термоэлектронные катоды, «УФН», 1954, т. 53, вып. 4, с. 501—43; 6) Толпыго К. Б., «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, вып. 8, с. 980. *Б. С. Кульварская.*

КАТОД ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЙ (накаливаемый) — катод электровакуумных и газоразрядных приборов, эмиттирующий электроны при нагревании. Основные параметры К. т.: 1) Удельная эмиссия — макс. плотность тока, получаемая с 1 *см*^{2} поверхности катода. Удельная эмиссия зависит от материала и темп-ры катода и определяется ф-лой:

$$i = AT^2 \exp(-b_0/T),$$

где T — рабочая температура катода, b_0 — величина, пропорциональная *работе выхода* материала катода. Для большинства металлов A лежит в пределах 30—60 *а/см*$^2 \cdot$*град*^{2}, для неметаллов — в пре-

делах 10^{-3}—10^{7} *а/см²·град²* (см. *Термоэлектронная эмиссия*). 2) Диапазон рабочих темп-р, обеспечивающих макс. эмиссию при приемлемом сроке службы катода. 3) Эффективность — отношение удельной эмиссии к мощности, затрачиваемой на нагрев. 4) Долговечность (срок службы) — период времени, в течение к-рого ток эмиссии сохраняется не ниже нек-рой определенной величины.

Наряду с основными параметрами К. т. характеризуется рядом др. свойств, определяющих применимость его в тех или иных приборах: качество поверхности катода, равномерность распределения плотности тока по поверхности, устойчивость работы при высоких анодных напряжениях и интенсивной ионной бомбардировке, устойчивость к отравлению остаточными газами и др. Отравлением катода наз. потеря или уменьшение его эмиссионных свойств за счет образования стойких химич. соединений вещества катода с остаточными газами.

Конструкции К. т. бывают двух типов: катоды с непосредственным (прямым) накалом, в к-рых ток накала проходит по проводнику, эмиттирующему электроны, и катоды с косвенным накалом (подогревные катоды), в к-рых эмиттирующая поверхность нагревается спец. подогревателями.

К. т. можно разделить на 3 группы: 1) катоды из чистых металлов; 2) пленочные катоды, в к-рых эмиссия металлов повышается за счет уменьшения работы выхода при создании на поверхности металла моноатомной пленки электроположит. элементов; 3) толстослойные катоды, в к-рых активное вещество наносится на металлич. подложку (керн); толща активного вещества является источником термоэлектронной эмиссии.

Металлические катоды (чистые металлы). Материалами для них служат нек-рые тугоплавкие металлы (табл. 1). Зависимость плотности эмиссии вольфрамового и молибденового катодов от темп-ры дана на рис. 1. Нек-рые распространенные конструкции металлич. катодов приведены на рис. 2.

Таблица 1.

Характеристики	Металл				
	W	Re	Ta	Mo	Nb
Температура плавления в T°K	3655	3170	3300	2850	2770
Работа выхода φ в *эв*	4,55	4,74	4,10	4,17	4,01
A в *а/см²·град²*	60	720	37	51	29
Темп-ра T^* °K, при которой i = 3 *а/см²*	2780	2590	2585	2580	2560
Скорость испарения при темп-ре T^* в *мг/см²·сек*	0,043	<0,043	0,043	14,0	0,42

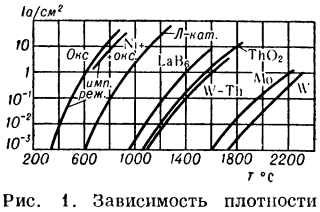


Рис. 1. Зависимость плотности эмиссии от температуры для разных типов катодов.

Наиболее распространен *вольфрамовый катод*, применяющийся в высоковольтных *кенотронах*, *рентгеновских трубках* и в мощных генераторных лампах. Катоды из Ta и Nb применяются в отдельных конструкциях электровакуумных приборов, напр. в нек-рых типах мощных генераторных ламп. Параметры металлич. катодов см. ниже в табл. 4. Представляют интерес катоды из Re или ренированного W вследствие меньшей скорости испарения и большей устойчивости к ионной бомбардировке Re по сравнению с W.

Хотя чисто металлич. катоды уступают другим К. т. по величине эмиссии, они все еще применяются благодаря их способности работать в условиях высоких анодных напряжений (десятки и сотни *кв*) и высокой темп-ры окружающих электродов при сроке службы до десяти тыс. часов.

Пленочные катоды. Работа выхода металла значительно изменяется при адсорбции на его поверхности атомов или молекул др. вещества. Атомные пленки элементов, электроположительных относительно металла подложки (напр., пленки Ba, Cs, Th на подложке из W, Mo и Ni), вызывают уменьшение работы выхода, тогда как атомные пленки электроотрицат. элементов (напр., O, Cl) вызывают ее увеличение (адсорбция кислорода вольфрамом увеличивает работу выхода последнего до 6,2 *эв*).

Табл. 2. — Характеристики некоторых пленочных систем.

Характеристики	Тип		
	вольфрам-торий	вольфрам-барий	вольфрам-цезий
Работа выхода в *эв*	2,63	1,66	1,4
A в *а/см²·град²*	3,0	2,0	3,2
T°K	2000	1320 1540	1400
Плотность эмиссии в *а/см²* при T°K	3,0	3,0 50	79
Скорость испарения в *мкг/см²·сек* при T°K		$4\cdot10^{-4}$	$4\cdot10^{-2}$

Пленочными катодами являются торированный и карбидированный торированный катоды. Торированный катод представляет собой вольфрамовую проволоку или ленту, покрытую моноатомным слоем Th. Технология его активирования такова: при нагревании W, содержащего 1—2% ThO_2, последний восстанавливается до металлического Th, к-рый, диффундируя к поверхности, образует слой на поверхности W. Оптимальная эмиссионная способность катода получается при образовании моноатомного слоя. В процессе работы часть атомов испаряется с поверхностного слоя, а их место заполняют атомы, диффундирующие из глубины; устанавливается равновесие между количеством Th, достигающим поверхности и испаряющимся с нее. При T = =2000° K это равновесие соответствует оптимальному покрытию. Торированные катоды более экономичны, чем катоды из чистого W. Рабочая темп-ра T = 1800—1900° K, эффективность 35—50 *ма/вт*, удельная эмиссия 0,3—0,8 *а/см²* [1, 2, 17].

Однако вследствие непрочности активной моноатомной пленки Th на W этот катод почти полностью вытеснен карбидированным торированным катодом. В этом случае W с примесью ThO_2 подвергается прокаливанию при температуре 1 600° C в парах углеводородов, в результате чего поверхность катода оказывается покрытой слоем карбида вольфрама WC. После карбидирования производится активирование катода, аналогично предыдущему, причем активный слой Th располагается на WC. Т. к. теплота испарения Th с поверхности WC больше, чем с чистого W, карбидированные катоды могут работать при более высоких температурах и при более высоких анодных на-

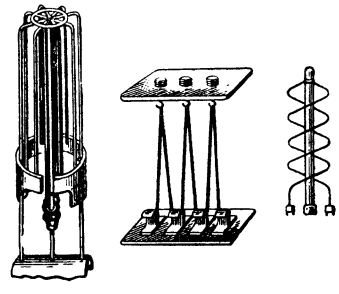


Рис. 2. Вольфрамовые катоды (прямого накала) генераторных ламп.

пряжениях (до 6—8 *кв*). Параметры см. в табл. 4. Недостаток карбидированных катодов – их хрупкость. Карбидированные катоды применяются в генераторных лампах в виде последовательно или параллельно соединенных петель и спиралей. В лампах малой и средней мощности применяется плоский петлевой катод; в более мощных лампах — спиральный либо петлевой катоды с расположением ветвей катода по образующим цилиндра (рис. 2) [18].

Пленочными катодами являются также конструктивно более сложные К. т. с большим запасом активного вещества, непрерывно пополняющего поверхностную активную пленку (диспенсерные или распределительные катоды). Они делятся, в свою очередь, на 3 подгруппы, различающиеся механизмом пополнения пленки: 1) активное вещество сосредоточено в резервуаре, и диффузия его происходит через пористый W (пористый барий-вольфрамовый катод или *Л*-катод, металлокапиллярные катоды и пучковый катод); 2) активное вещество диффундирует на поверхность из толщи катода, состоящего из смеси металла с активным веществом (импрегнированный или пропитанный, прессованный и металлокерамический катоды); 3) катоды с возгонкой и напылением активного вещества из «запаса». Сюда относятся катод Хэлла, ламельный катод (см. *Катод оксидный*), полый катод и др.

Л-катод представляет собой молибденовый цилиндр с крышкой из пористого W. Полость внутри цилиндра (рис. 3) заполнена активным веществом, гл. обр. смесью карбонатов Ba и Sr. При нагревании *Л*-катода до темп-ры 1100° С (активирование) происходит разложение карбонатов с выделением CO_2 и образованием BaO. Далее BaO вступает в реакцию с W: $BaO + W \rightarrow Ba_3WO_6 + Ba$, и образовавшийся Ba сквозь поры в губке проникает на ее внешнюю поверхность, образуя активную моноатомную пленку Ba на W. Существуют 2 механизма выхода Ba на поверхность: кнудсеновское истечение сквозь поры (см. *Эффузия*) и миграция по поверхности пор [7].

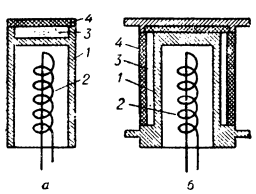


Рис. 3. *а*—плоский *Л*-катод; *б*—цилиндрический *Л*-катод; *1* — молибденовый цилиндр; *2* — подогреватель; *3* — полость с эмиттирующим веществом; *4*—пористая вольфрамовая губка.

В процессе активирования *Л*-катода работа выхода, величина A и плотность эмиссии изменяются до величин, указанных в табл. 2. Зависимость удельной эмиссии *Л*-катода от темп-ры см. на рис. 1. Параметры *Л*-катода см. в табл. 4. Срок службы *Л*-катода определяется запасом активного вещества, помещаемого в камере, а также темп-рой катода; при определенных условиях срок службы достигает 10 000 часов. Основное преимущество *Л*-катода заключается в возможности получения значит. плотностей тока в непрерывном режиме в течение длит. времени. Так, при T = = 950° С удельная эмиссия $i = 1{,}3$ *а/см*^{2} и срок службы катода 8000 часов; при $T = 1265°$ С удельная эмиссия $i = 50$ *а/см*^{2} и срок службы 200 часов (при начальном запасе BaO в 2 *мг*). Достоинствами *Л*-катода являются также: гладкая поверхность, устойчивость к электронной и ионной бомбардировкам, легкость восстановления свойств после отравления, отсутствие разрушения при высоких анодных напряжениях. Недостатки: значит. испаряемость Ba, загрязняющего близлежащие электроды, сложность технологии (необходимость герметизации впая вольфрамовой губки в молибденовый цилиндр), длительность процесса обезгаживания и др. *Л*-катод применяется главным образом в *магнетронах*, *клистронах*, рентгеноструктурных трубках и дисковых триодах [1, 6, 8, 9].

Пористый W иногда заменяют пористым Mo; наполнителями могут быть также BaBe, Th, смесь $BaCO_3$ и Si и др. Все эти разновидности *Л*-катода, так же как нек-рые его конструктивные варианты, образуют группу т. н. металлокапиллярных катодов [9].

Пучковый катод конструктивно аналогичен *Л*-катоду (рис. 3). Пучок тонких вольфрамовых проволок зажимают в молибденовую трубку, к-рую затем прокатывают при $T = 1000°$ С (для уплотнения проволок). Вырезанные из прокатанного пучка плоские диски служат рабочей поверхностью. Пучковый катод позволяет получить при $T = 1600°$ К плотности тока, равные 8 *а/см*^{2} в непрерывном режиме и 160 *а/см*^{2} — в импульсном, что не является их предельными значениями [6].

В импрегнированном катоде отсутствует внутр. полость и активным веществом пропитывается вольфрамовая губка (рис. 4), что упрощает конструкцию и технологию изготовления, уменьшает время обезгаживания и активирования, увеличивает эффективность и дает более равномерное распределение темп-ры по поверхности катода.

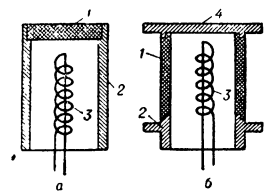


Рис. 4. *а* — плоский пропитанный катод; *б* — цилиндрический пропитанный катод: *1* — пористая вольфрамовая губка; *2* — молибденовый цилиндр; *3* — подогреватель; *4* — молибденовый диск

Пористый W погружается в расплав активного вещества, обычно алюмината Ba, выгодно отличающегося от карбоната отсутствием газообразных продуктов реакции. Применение двойного алюмината Ba и Ca увеличивает уд. эмиссию и уменьшает скорость испарения. Для пропитывания применяются алюминаты: $5BaO \cdot 3CaO \cdot 2Al_2O_3$; $3BaO \cdot Al_2O_3 \cdot 0{,}5CaO$ и др. В катоде протекают реакции: $3BaO \cdot Al_2O_3 \rightleftarrows 2BaO + BaO \cdot Al_2O_3$, $6BaO + W \rightarrow 3Ba + Ba_3WO_6$, в результате к-рых образуется металлич. Ba, активирующий зерна вольфрамовой губки

В импрегнированном катоде, наряду с эмиссией с активированных зерен W, существует также термоэмиссия из пор, заполненных активным веществом. Работа выхода катода $\varphi = 1{,}67$ *эв*, $A = 25$ *а/см*^{2}*град*^{2}. Параметры импрегнированного катода в непрерывном и импульсном режимах см. в табл. 4. Сопоставление импульсной эмиссии импрегнированного катода и *Л*-катода см. в табл. 3.

Таблица 3

Тип катода	Импульсная удельная эмиссия в *а/см*^{2}	
	1020°С	1130°С
Л-катод	3,0	10,0
Импрегнированный катод с алюминатом бария (активный слой составляет 0,25% поверхности катода)	1,5—2,3	5,2
То же (0,45%)	0,25	1.0
Импрегнированный катод с алюминатами бария и кальция (0,25%)	—	10,2
То же (0,45%)	8,0	20.0

Импрегнированный катод применяется гл. обр. в магнетронах.

Прессованные катоды делают из смеси карбонатов щелочноземельных металлов с порошком Ni или смеси тугоплавких солей Ba (вольфраматов, алюминатов и др.) с порошком W и восстановителем (WC, гидриды Zr или Ti, C и др.).

Порошок Ni смешивают с 20—40% сухого карбоната и с восстановителем; чаще всего берут 30 весовых % двойного

карбоната и 70 весовых % порошка Ni; содержание восстановителя ≈ 0,1—1 %. После тщательного перемешивания порошки впрессовываются в молибденовый цилиндр (для большинства смесей при давлении от 8 до 16 $т/см^2$), образуя подогревный катод в форме диска. При нагревании до 1100° С катод спекается в атмосфере водорода; при этом он приобретает механич. прочность. При активировании катода с отбором тока темп-ра его поддерживается ≈1100° С.

Для получения удельной эмиссии, одинаковой с оксидным катодом, прессованные катоды из Ni и солей Ba требуют примерно на 100° С более высокой темп-ры (рис. 1); однако они более долговечны; так, при плотности тока 1 $а/см^2$ и T = 1000° С срок службы достигает 5000 часов, а при T = 1070° С и плотности тока 3 $а/см^2$ — 300 часов. Прессованный катод легко восстанавливается после отравления, устойчиво работает даже при давлении остаточных паров порядка 10^{-4} *тор*.

Для изготовления прессованных катодов из алюминатов Ba и порошка W берутся 10 весовых % $5BaO \cdot 2Al_2O_3$ и 90 весовых % W. Смесь прессуется под давлением 12 $т/см^2$. Опрессованные таблетки подвергают спеканию в атмосфере водорода. Катод активируется при темп-ре 1200° С. Если к исходным материалам добавляется небольшое количество CaO, то эмиссия алюминатного катода возрастает почти в 2 раза.

Для прессованного катода из алюминатов Ba нет значительного различия между непрерывной и импульсной эмиссией. Работа выхода φ = 1,7 *эв*, A = = 2,4 $а/см^2 \cdot град^2$. Катод отличается механич. прочностью, практически не реагирует с влагой и углекислотой, устойчив к отравлению, быстро активируется, не дает значит. газоотделения.

Хорошими эмиссионными свойствами обладают прессованные и спеченные катоды др. составов, напр. вольфрамат бария с порошком W и Al, или WC в качестве восстановителя (катоды № 103 и № 107). Они также отличаются устойчивостью относительно высоких анодных напряжений и к отравлению [6, 8, 9, 12, 13].

Полый катод (сферический) схематически изображен на рис. 5. На внутр. поверхность полой сферы наносится активный слой; нагреватель расположен снаружи; диаметр катодного отверстия — от долей *мм* до неск. *мм*. Для полого катода характерно отклонение вольтамперной характеристики от закона «трех вторых» (анодный ток быстрее растет при малых анодных напряжениях) и более сильная зависимость анодного тока от температуры. Особенности вольтамперных характеристик полого катода объясняются тем, что его анодный ток состоит из двух компонентов: тока с активного материала, нанесенного на внутр. поверхность, и преобладающего по величине тока с активного тонкого слоя, распределенного по краю отверстия; при достаточно больших градиентах потенциала электрич. поля эмиссия наблюдается только по периферии отверстия и электронный пучок становится полым. При этом геометрия оболочки не влияет на форму пучка, последняя определяется только формой отверстия. Внутр. полость служит источником пополнения активного вещества на краях отверстия за счет миграции или напыления по мере израсходования вещества в процессе работы.

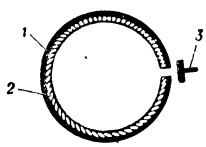


Рис. 5. Сферический полый катод; *1* — металлическая подложка; *2* — оксидное покрытие; *3* — анод.

Полый катод позволяет снимать ток порядка 2 — 3 $а$ с 1 $см^2$ площади отверстия при T = 800° С и порядка 25—100 $а$ с $см^2$ при T = 900° С (табл. 4). Полый катод устойчив к ионной бомбардировке. Катоды с полым лучом представляют интерес для применения в *клистронах*, *лампах бегущей волны*, *электроннолучевых приборах* и др.

Толстослойные катоды. У толстослойных катодов слой активного вещества имеет значит. толщину (десятки тысяч и больше атомных слоев). Наиболее широко применяются катод оксидный, активный слой к-рого (оксид) представляет собой смешанные двойные или тройные окислы щелочноземельных металлов, а также К. т. из окиси тория. Окислы щелочноземельных металлов и Th составляют основу большой группы т. н. «улучшенных» катодов (сетчатых, губчатых и др.) с увеличенным запасом эмиттирующего вещества и уменьшенным «искрением» (см. *Катод оксидный*).

Рабочие темп-ры оксидно-ториевого катода значительно выше температур обычного оксидного катода (табл. 4); поэтому окись тория, в отличие от оксидного катода, наносится на керн из тугоплавких металлов (Ta, Mo, Ta).

Покрытие из окиси Th наносится опрыскиванием или катафорезом. Режим активирования оксидно-ториевого катода сводится к нагреванию его при $T \approx 2000$° К в течение неск. минут (по возможности с отбором тока). Активирование при более высоких темп-рах (2400° К) приводит к большей эмиссии катода, однако это состояние неустойчиво.

В оксидно-ториевом катоде имеет место взаимодействие ThO_2 с подложкой, но определяющая роль в активировании принадлежит термич. диссоциации окиси.

Механизм активирования сводится к образованию в ThO_2 стехиометрич. избытка свободного Th, в результате чего ThO_2 становится полупроводником.

Работа выхода составляет 2,4—2,7 *эв*, A = 0,7—7 $а/см^2 \cdot град$, др. параметры см. в табл. 4. Для получения большей долговечности оксидно-ториевого катода, ограниченной главным образом скоростью испарения ThO_2, оптимальная рабочая темп-ра катода выбирается 1850° К. Преимущества оксидно-ториевого катода: способность выдерживать высокую напряженность поля, устойчиво работать в условиях невысокого вакуума (до $5 \cdot 10^{-5}$ *тор*) и восстанавливать эмиссионные свойства после пребывания на воздухе и повторного активирования.

Кроме обычных оксидно-ториевых катодов, у к-рых ThO_2 наносится на подложку из тугоплавких металлов, существуют металлокерамические оксидно-ториевые катоды, представляющие собой прессованные и спеченные смеси порошков ThO_2 с Mo, Ta или W. Оксидно-ториевые катоды применяются в мощных генераторных лампах, мощных магнетронах (рис. 6) и др. приборах СВЧ [6, 11]. Для получения активного слоя интересны некоторые окислы редкоземельных металлов [14]. Практический интерес представляют также К. т. из гексаборидов редкоземельных металлов, в частности гексаборид лантана — тугоплавкое ($T_{пл}$ = 2210° С) соединение с металлич. проводимостью (уд. сопротивление $\rho = 57 \cdot 10^{-6}$ $ом/см$). Работа выхода φ = = 2,66 *эв*, A = 29 $а/см^2 \cdot град^2$.

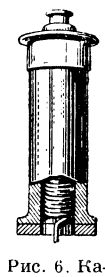


Рис. 6. Катод магнетрона сантиметрового диапазона; оксидно-ториевое покрытие на спеченном танталовом керне.

Кристаллы гексаборидов имеют кубич. решетку; при этом атом металла находится в центре куба, в каждой из вершин к-рого расположен октаэдр из шести атомов B. При нагревании слоя гексаборида, нанесенного на подложку из тугоплавких металлов (W, Ta, Mo и др.), происходит диффузия атомов B в решетку этих металлов, в результате чего решетка гексаборида разрушается и щелочноземельный или редкоземельный металл испаряется. Диффузию B в керн устраняют, предварительно растворив в металле керна C или B. Для осуществления контакта гексаборида с металлом керна применяется $MoSi_2$. Катоды из боридов не требуют спец. активировки. Нагревание при T = 1500—1600° С в течение неск. минут для обезгаживания приводит к их полному активированию. Параметры борид-лантанового катода см. в табл. 4; зависимость эмиссии борид-ланта-

нового катода от темп-ры см. на рис. 1; скорость испарения LaB_6 при рабочих темп-рах: 10^{-9}—10^{-11} *г/см²сек*.

Преимущество боридных катодов — сохранение высокой эмиссионной способности при значит. повышении давления остаточного газа в приборе, даже после пребывания катода на воздухе, а также устойчивая работа при больших напряженностях электрич. поля в приборе, что делает его перспективным для различных мощных разборных приборов; борид-лантановый катод работает в электронной пушке *синхротрона* [10].

Наряду с гексаборидами практический интерес представляет и ряд карбидов, в частности карбиды Zr, Th и др.

Таблица 4

Тип катода	Рабочая темп-ра в °К	Удельная эмиссия в *а/см²*		Долговечность в часах
		непрерывный режим	импульсный режим	
Вольфрамовый катод	2600	0,5	0,5	10 000
Танталовый катод . .	2400	0,5	0,5	10 000
Ниобиевый катод . .	2300	0,5	0,5	1000
Карбидированный катод	2000	1—3	1—3	5000
Л-катод	1300	1,3	—	8000
	1550	50	—	200 (при начальном запасе BaO в 2 *мг*)
Пучковый катод . .	1600	>10	>160	—
Пропитанный катод	1200	1,5	—	5000
	1400—1500	—	>10	—
Прессованный катод				
а) Никель-барий . .	1270	1	—	5000
	1340	3	—	300
б) Вольфрам-алюминаты бария и кальция	1400	10	—	5000
в) Вольфрам-вольфрамат бария . . .	1420	6—7	—	1000
г) Катод №№ 103 и 107	1400	1		>1000
Полый катод	1270	25—107	—	—
	1270	7	—	800
Оксидно-ториевый катод	1950	2	10	—
Катод оксидный (BaSr)O	900	—	—	105
	1050	—	—	$2 \cdot 10^5$
	1100	0,5	—	8000
На чистом Ni	1120	2	>50	—
		0,5	—	>1000
Борид-лантановый катод	1680	1	—	—
	1900	8	50	300

Лит.: 1) Моргулис Н. Д., Современные термоэлектронные катоды, «УФН», 1954, т. 53, вып. 4, с. 501; 2) Герман Г. и Вагнер С., Оксидный катод, пер. с нем., М.—Л., 1949; 3) Добрецов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, М.—Л., 1952; 4) Полые термо-электронные катоды, в сб.: Вопросы радиолокационной техники, вып. 4, М., 1955, с. 52—61; 5) Sandor A., Emission from miniature hollow cathodes, «Proc. Instn Electr. Engrs», 1961, v. 108, pt B, № 37, p. 90; 6) Оксидный катод. Сб. трудов Международного конгресса..., под ред. Б. М. Царева, М., 1957; 7) Моргулис Н. Д., Физические свойства и элементы расчета пористого барий-вольфрамового катода, «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, вып. 12, с. 1471; 8) Venema A. [a. o.], Dispenser cathodes, «Philips Techn. Rev.», 1957/58, v. 19, № 6, p. 177; 9) Beck A., H. W., High—current—density thermionic emitters: a survey, «Proc. Inst. Electr. Engrs», 1959, v. 106, pt B, № 28; 10) Кудинцева Г. А. и Травинский В. И., Опыт использования бористого катода в электронной пушке на 70 кв, «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, вып. 11, с. 1938; 11) Аршанская Н. Г. [и др.], Оксидно-ториевый катод для мощных генераторных ламп, там же, 1958, т. 3, вып. 8; 12) Эффективные термокатоды, сб. переводов, вып. 1—2, М.—Л., 1958—60; 13) Мельников А. И. [и др.], Прессованный катод на основе барий-кальциевого вольфрамата, «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, вып. 3, с. 322; 14) Кульварская Б. С., Марченко В. Б., Степанов Г. В., Эмиссионные свойства окислов редкоземельных металлов, там же, 1958, т. 3, вып. 8, с. 1005; 15) Царев Б. М., Пути развития термоэлектронных катодов, там же, 1957, т. 2, вып. 6, с. 675; 16) Тягунов Г. А. и Юдинская И. В., Термоэлектронные катоды электровакуумных приборов, в сб.: Успехи электровакуумной техники, М.—Л., 1956; 17) Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960; 18) Кауфман М. С., Янкин Г. М., Электронные приборы, 2 изд., М.—Л., 1960. *Б. С. Кульварская.*

КАТОД ХОЛОДНЫЙ — в широком понимании термин, обозначающий все катоды электровакуумных и газоразрядных приборов, кроме термоэлектронных. В более узком понимании термин «К. х.» применяют к катодам трех видов: 1) автоэлектронный катод, эмиттирующий электроны под действием сильного внешнего электрич. поля, приложенного к его поверхности (см. *Автоэлектронная эмиссия*); 2) холодный катод с самоподдерживающейся эмиссией, которая связана с наличием в слое диэлектрика сильного электрич. поля, приводящего к внутренней автоэлектронной эмиссии или к ударной ионизации; 3) холодный катод в приборах тлеющего, искрового и коронного разрядов, эмиссия к-рого определяется процессами, протекающими в разряде, например бомбардировкой поверхности катода положит. ионами газа (подробнее см. *Искровой разряд*, *Тлеющий разряд*, *Коронный разряд*).

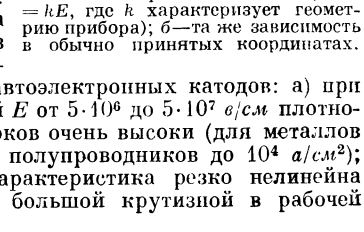
Катод автоэлектронный. Выход электронов из металла или полупроводника осуществляется посредством туннельного эффекта сквозь узкий потенциальный барьер, образующийся при наложении сильного поверхностного электрич. поля. Величина электрич. поля E, необходимая для получения автоэлектронной эмиссии, колеблется в пределах $5 \cdot 10^6$—$5 \cdot 10^7$ *в/см* в зависимости от *работы выхода* вещества катода. Зависимость плотности автоэлектронного тока i от напряженности поля E и параметров вещества катода при низких темп-рах выражается (в практич. системе единиц) приближенными ф-лами:

$$i_м = 1{,}55 \cdot 10^{-6} \varphi^{-1} E^2 \exp\left[-6{,}85 \cdot 10^7 (\varphi^{3/2}/E)\,\theta(\alpha)\right],$$

$$i_п = 2{,}46 \cdot 10^{-14} n \sqrt{T} \exp\left[-6{,}85 \cdot 10^7 (\chi^{3/2}/E)\,\theta(\beta)\right], \quad (1)$$

$$\alpha = 3{,}62 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{E}}{\varphi}; \quad \beta = \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}\right)^{1/2} \cdot 3{,}62 \cdot 10^{-4} \sqrt{E}/\chi.$$

Здесь $i_м$ — плотность тока в *а/см²* для металлов, $i_п$ — для полупроводников с невырожденным электронным газом, φ — работа выхода в *эв*, χ — электронное сродство в *эв* (см. *Сродство к электрону*), E — приложенное электрич. поле в *в/см*, T — темп-ра в °К, n — концентрация свободных электронов в $см^{-3}$, ε — диэлектрическая проницаемость, θ — т. н. функция Нордгейма (см. табл. в [1]). Из ф-л (1) вытекают основные особенности автоэлектронных катодов: а) при напряженности полей E от $5 \cdot 10^6$ до $5 \cdot 10^7$ *в/см* плотности эмиттируемых токов очень высоки (для металлов до $5 \cdot 10^7$ *а/см²*, для полупроводников до 10^4 *а/см²*); б) вольтамперная характеристика резко нелинейна (экспоненциальна) с большой крутизной в рабочей области (см. рис.).



Вольтамперные характеристики вольфрамового автоэлектронного катода; *а* — зависимость плотности тока от электрического поля ($U = kE$, где k характеризует геометрию прибора); *б*—та же зависимость в обычно принятых координатах.

Геометрич. конфигурации К. х. разнообразны в зависимости от назначения прибора. Соответственно различны напряжения, создающие нужные электрич. поля. Для понижения питающего напряжения часто применяют автоэлектронные катоды в виде тонких острий (радиус $r = 10^{-5}$—10^{-5} *см*); такие катоды являются «точечными» источниками электронов с чрезвычайно высокой «электронной яркостью».

Автоэлектронные катоды позволяют получить плотности токов $i \approx 10^8$ *а/см*^{2} в импульсном и $i \approx 10^7$ *а/см*^{2} в стационарном режимах при полных токах 10^{-2}—1000 *а* и бо́льших сроках службы (неск. тысяч часов).

Недостатком автоэлектронного катода является нестабильность эмиссии, главные причины к-рой: поверхностная миграция атомов и *катодное распыление*, нарушающие геометрию катода; адсорбция остаточных газов, изменяющая работу выхода и иногда вызывающая разрушение катода из-за чрезмерного возрастания тока эмиссии; диффузия примесных атомов к поверхности; вакуумная дуга, возникающая при большом выделении тепла и ставящая предел увеличению тока для металлов (в полупроводниках предельное значение тока определяется электрич. пробоем материала катода). Улучшение стабильности достигается: улучшением вакуума; правильным выбором материала как самого катода, так и др. электродов прибора [1—6]; тщательным обезгаживанием; применением спец. сортов стекол для колб, не разрушающихся под действием электронной бомбардировки [4]; работой катода при повышенных темп-рах (700—1000° С), что снижает роль адсорбции; применением спец. методов уменьшения количества бомбардирующих ионов и их энергии (напр., электронно-оптич. методы и применение электрич. полей СВЧ [1, 4, 11].

Наиболее распространены автоэлектронные катоды из W, устойчиво работающие при вакууме 10^{-9} *тор*. Разработаны также автоэлектронные катоды из металлоподобных тугоплавких соединений, напр. ZrC и LaB_6, устойчиво работающие при вакууме 10^{-6}—10^{-7} *тор*.

Автоэлектронный катод не универсален. Наиболее перспективно его применение в импульсном режиме мощных и сверхмощных электронных приборов СВЧ (см. *СВЧ электронные приборы*) и в *рентгеновских трубках*. Точечные катоды применяются в *электронно-лучевых приборах* сверхвысокого разрешения (на экране принципиально могут быть получены размеры пятна $\approx 1\mu$) и сверхвысокой скорости записи информации (см. *Запоминающая трубка*, *Осциллографическая трубка*). Параметры рентгеновской трубки с автоэлектронным катодом: $i = 1000$ *а*, $\tau_{имп} = 10^{-7}$ *сек*, $U_{имп} = 300$ *кв* [4]. В разработанном опытном приборе СВЧ — ф е м и т р о н е, к-рый может служить усилителем мощности, смесителем и умножителем частоты, автоэлектронный катод помещен непосредственно в поле СВЧ; интервал рабочих частот составляет 10^4—$3{,}6 \cdot 10^4$ *Мгц*. В реально существующих электронолучевых трубках с автоэлектронным катодом диаметр пятна $\approx 25\mu$ и ток луча ≈ 100 *мка*. Автоэлектронный катод часто применяется в режиме так наз. т е р м о а в т о э л е к т р о н н о й э м и с с и и.

Т. к. автоэлектронный катод представляет собой обычно монокристалл, то плотность тока из различных граней монокристалла различна. Влияние пространственного заряда эмиттированных электронов при работе автоэлектронного катода обычно начинает сказываться только при очень высоких плотностях токов ($5 \cdot 10^6$ *а/см*^{2}). Спектр эмиттированных автоэлектронов неск. у́же спектра термоэлектронных катодов; полуширина спектра $\approx 0{,}2$ *эв*.

К а т о д х о л о д н ы й с а м о п о д д е р ж и в а ю щ е й с я э м и с с и е й состоит из металлич. подложки (чаще всего матированный никель), покрытой тонким (15—50 μ) пористым диэлектрич. слоем. Наилучшим оказался слой MgO (исследовались также BeO, B_2O_3, Al_2O_3, SiO_2, CeO_2ThO_2). Слой проходит вакуумную обработку, после к-рой прогревается в кислороде при $T \approx 850$°С в течение времени $t \approx 10$ *мин*.

Для т. н. «возбуждения» самоподдерживающейся эмиссии катод кратковременно облучается электронами или светом при положит. потенциале на аноде, после чего наступает режим самоподдерживающейся эмиссии; при этом поверхность катода люминесцирует обычно голубым светом (в среднем однородно, хотя в действительности свечение имеет «точечное» строение).

Возможный механизм работы катода состоит в следующем: при возбуждении поверхность диэлектрич. слоя заряжается положительно (50—150 *в* относительно подложки) благодаря *вторичной электронной эмиссии*. При среднем поле в слое $E \approx 10^4$ *в/см* в нем наступает лавинная ударная ионизация (вследствие большей напряженности поля в порах); причем интенсивность электронной лавины нарастает к поверхности катода. Часть электронов эмиттируется в вакуум, часть рекомбинирует, вызывая люминесценцию. Стационарный ток поддерживается дырочной проводимостью, возникающей в поверхностных областях зерен диэлектрика [4]. Процессом, аналогичным γ-процессу в газовом разряде (см. *Электрические разряды в газах*), возможно, является автоэлектронная эмиссия из подложки.

Средние параметры катода: напряжение на ускоряющем электроде — 250—300 *в*, плотность тока 10 *ма/см*^{2}; время формирования самоподдерживающейся эмиссии неск. *сек*; эффективная темп-ра [10] катода $T = 150\,000$° С. Катод работает при комнатной темп-ре. При $T \geqslant 450$° С эмиссия заметно уменьшается [12]. При малых плотностях токов срок службы $>10\,000$ часов.

Катод с самоподдерживающейся эмиссией перспективен для электронных приборов с малыми плотностями тока и с низкими требованиями к уровню шума.

Лит.: 1) Е л и н с о н М. И., В а с и л ь е в Г. Ф., Автоэлектронная эмиссия, М., 1958; 2) D y k e W. P., D o l a n W. W., «Advances Electronics and Electron Physics», 1956, v. 8, p. 89—185; 3) D y k e W. P., «Proc. I. R. E.», 1955, v. 43, № 2, p. 162; 4) «IRE Trans.», Military electronics, 1960, v. 4, p. 38; 5) Е л и н с о н М. И. [и др.], «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 8, с. 1318; 6) Е л и н с о н М. И., В а с и л ь е в Г. Ф., там же, 1958, т. 3, вып. 7, с. 945; 7) А р а н о в и ч Р. М., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1944, т. 8, № 6, с. 346; 8) З е р н о в Д. В., Е л и н с о н М. И. и Л е в и н Н. М., «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1944, № 3, с. 166; 9) D o b i s c h e k D., «Electronics and Communs», 1959, v. 7, № 5, p. 26; 10) S k e l l e t t A. M., F i r t h B. G., M a y e r D. W., «Proc. I. R. E.», 1959, v. 47, № 10, p. 1704; 11) M i z u s h i m a V. [a. o.], «J. Phys. Soc. Japan», 1960, v. 15, № 4, p. 729; 12) Е л и н с о н М. И., Г о р ь к о в В. А., «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 2, с. 336; 13) «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, вып. 8, с. 1407.

М. И. Елинсон.

КАТОДНОЕ ПАДЕНИЕ — падение потенциала между катодом и границей отрицательного свечения в газовом разряде, создаваемое избытком положительных ионов у катода. В катодных частях тлеющего разряда происходят основные процессы, поддерживающие разряд. Интенсивность этих процессов определяется величиной электрич. поля, к-рое достигает в области К. п. максимального значения (см. *Тлеющий разряд*).

Схематически явления в области К. п. протекают след. образом. Электрон, вылетевший из катода в результате, напр., фотоэффекта, попадает в сильное электрич. поле и, ускоряясь в нем, вызывает возбу-

ждение и ионизацию атомов газа, что приводит к размножению электронов, и они в большом числе входят в область отрицательного свечения. Возникшие одновременно положительные ионы образуют объемный заряд; двигаясь через темное катодное пространство и ударяясь о катод, ионы вызывают эмиссию вторичных электронов из катода. Метастабильные атомы, быстрые невозбужденные атомы (возникшие вследствие перезарядки) и фотоны, испускаемые возбужденными атомами, также попадают на катод и вызывают электронную эмиссию. Если в итоге каждый электрон, испущенный катодом, произведет число ионизаций и возбуждений, достаточное для освобождения из катода одного электрона, то будет достигнут стационарный режим разряда. Т. о., условием, необходимым для самоподдержания разряда, является достаточно сильное поле в области К. п.

Различают нормальное и аномальное К. п. Нормальным наз. К. п., имеющее место в том случае, когда катод не полностью покрыт отрицательным свечением. В этом случае изменение разрядного тока приводит к соответствующему изменению площади катода, занятой отрицательным свечением, но К. п. и плотность тока (т. н. нормальная плотность тока) остаются постоянными. Нормальное К. п. зависит от рода газа, материала катода и состояния его поверхности и не зависит от расстояния между электродами. К. п. возрастает с увеличением работы выхода катода. Нек-рые экспериментальные данные, относящиеся к нормальному К. п., приведены в табл.

Нормальное катодное падение потенциала в *в*.

Катод \ Газ	He	Ne	Ar	H_2	N_2	Воздух	Hg	Другие газы
Медь	177	220	130	214	208	375	450	Co 484, Co_2 460
Цинк	143	—	119	184	216	280	—	O_2 354, CO 480
Ртуть	143	—	—	337	226	—	340	—
Алюминий	140	120	100	170	180	230	245	Cl_2 280, O_2 310
Графит	—	—	—	280	—	424	475	CO 525
Вольфрам	—	125	—	—	—	—	305	—
Железо	150	150	165	250	215	270	300	O_2 290, Xe 306, K 80, Cs 340
Никель	160	140	130	210	200	226	275	—
Платина	165	152	130	276	216	277	—	O_2 364

Приближенная теория нормального К. п. основана на количественной формулировке условий стационарности разряда. Эта теория приводит к след. выражениям для нормального К. п. V_n, ширины темного пространства d_n и нормальной плотности тока:

$$V_n = \eta \ln(1 + 1/\gamma); \quad pd_n = (p/\alpha)\cdot \ln(1 + 1/\gamma);$$
$$j_n/p^2 \approx (\mu^+ p)\, V_n^2\, (pd_n)^{-3}.$$

Здесь η— разность потенциалов, к-рую должен пройти электрон, чтобы образовать одну пару ионов, γ — число выбиваемых вторичных электронов на ион, включая действие др. частиц, p — давление газа, μ^+ — подвижность положительных ионов, α — число пар ионов, образованных в газе электроном на 1 *см* его пути в направлении поля. Теория дает качественно правильную физич. картину, но численное совпадение с экспериментом носит, как правило, случайный характер. Факт постоянства нормальной плотности тока и ширины темного пространства при изменении разрядного тока не объясняется указанной теорией.

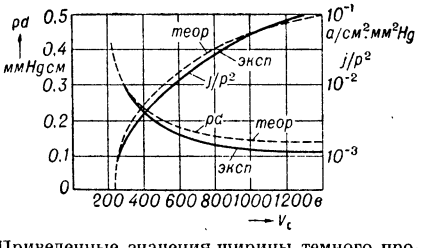
Аномальное К. п. имеет место, когда отрицательное свечение покрывает весь катод. В этих условиях возрастание разрядного тока приводит к росту К. п., сужению темного пространства и увеличению плотности тока. Теория аномального К. п. исходит из след. предположений: электрич. поле в области К. п. убывает линейно, отрицательный объемный заряд в темном пространстве равен нулю, электронная эмиссия из катода обусловлена ионной бомбардировкой и фотоэффектом, ионы с большой энергией у катода образуются путем перезарядки. Эта теория приводит к след. выражению, связывающему плотность тока j, катодное падение V_c и ширину темного пространства:

$$\frac{j}{p^2} = \left(\frac{e}{M}\, p\lambda_{+0}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{V_c^{3/2}}{(pd)^{5/2}} \cdot \frac{1+\gamma_i}{1-G}.$$

Здесь M — масса иона, λ_{+0} — средняя длина свободного пробега для перезарядки, γ_i — число электронов, вырываемых из катода одним ионом, $G = f_g \gamma_p n_g$, где f_g — геометрич. фактор, γ_p — выход фотоэффекта в электронах на падающий квант, n_g — число фотонов с энергией, превышающей работу выхода, приходящихся на один электрон в отрицательном свечении. В рамках той же теории зависимость приведенной ширины темного пространства (величины pd) от К. п. дается выражением

$$pd = \frac{1}{s/p\,(1 - \sqrt{V_e/V_c})} \ln \frac{1}{f_g \gamma_p n_p b V_c},$$

где s — средний коэффициент ионизации в темном пространстве, n_p — число активных фотонов на вольт, образованных электроном в отрицательном свечении,



Приведенные значения ширины темного пространства pd и плотности тока j/p^2 в зависимости от катодного падения потенциала V_c для тлеющего разряда в азоте с железным катодом [2, стр. 237, рис. 116].

V_e — падение напряжения между темным пространством и границей отрицательного свечения, b — численный коэффициент. Степень совпадения результатов этой теории с экспериментальными данными видна на рис.

К. п. можно измерить, определяя распределение потенциала в разряде с помощью зондов (напр., методом накаленного зонда), по отклонению электронного пучка, направленного поперек разряда, и др. методами.

Нормальное и аномальное К. п. широко применяются в электро- и радиотехнике. Так, постоянство К. п., имеющее место в нормальном тлеющем разряде в широком интервале токов, позволило построить газоразрядные стабилизаторы напряжения. Другое важное технич. применение К. п. — выпрямители с тлеющим разрядом.

Лит.: 1) Леб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950; 2) Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959; 3) Радиофизическая

электроника, под ред. Н. А. Капцова, М., 1960; 4) Francis G., The glow discharge at low pressure, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 22, B.— [u. a], 1956.

К. С. Головановский.

КАТОДНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ — разрушение отрицательного электрода (катода) в газовом разряде под влиянием бомбардировки положительными ионами. В более широком смысле К. р. — разрушение твердого вещества потоком ионов К. р. — не только вредное явление, приводящее к разрушению электродов в различных вакуумных приборах; оно имеет и полезные практич. применения: очистка и выявление структуры поверхности распыляемого ионами вещества «мишени» (см. *Ионное травление*), изготовление тонких пленок и покрытий, приближенное определение ориентации грани кристалла, получение направленных атомных пучков.

Механизм взаимодействия ионов с распыляемым ими веществом еще не вполне ясен. Все попытки построения теории К. р. относятся к бомбардировке кристаллов. Наиболее удовлетворительное представление о процессе К. р. состоит в том, что падающий ион нейтрализуется у поверхности мишени и, двигаясь вглубь распыляемого вещества, сталкивается с его атомами (упругие соударения). В результате образуется группа атомов, выбитых из узлов кристаллич. решетки, т. н. первичные смещенные атомы. Каждый из них, двигаясь внутри кристаллич. решетки, выбивает вторичные смещенные атомы и т. д. до тех пор, пока энергия движущегося атома остается больше энергии связи E_d. При этом часть смещенных атомов может достичь поверхности мишени и выйти за ее пределы. Число атомов, выбитых из мишени одним ионом, наз. коэфф. распыления N.

Величина N зависит как от бомбардирующих ионов (их энергии E, массы M_1, угла падения на мишень α), так и от свойств распыляемого вещества (энергии связи E_a и массы атомов мишени M_2, чистоты поверхности, темп-ры объекта T, типа кристаллич. решетки, ориентации распыляемой поверхности относительно кристаллографич. осей).

Для энергии ионов до неск. *кэв* величина N определяется ф-лой [1]:

$$N = \left(\frac{\varepsilon E}{E_d}\right)^{1/2} \sum_{n=1}^{n_c} (f_p - 1{,}32\delta_{n_1} f_r)\, e^{-\alpha\sqrt{n}\, e^{-\frac{n-1}{2}\xi}}, \qquad (1)$$

$$n_c = \frac{1}{\xi} \ln \frac{\varepsilon E}{E_d}; \quad \delta_{n_1} = \begin{cases} 0 \text{ при } n \neq 1 \\ 1 \text{ при } n = 1 \end{cases}$$

$$\xi = 1 - \frac{(M_2 - M_1)^2}{2M_1M_2} \ln\left(\frac{M_1 + M_2}{M_1 - M_2}\right),$$

где $\varepsilon = 2M_1M_2/(M_1 + M_2)^2$ — средняя доля энергии, передаваемая при упругом соударении ионом газа атому мишени, n — число соударений, f_p — коэфф. проникновения ионов в мишень, f_r — коэфф. отражения ионов от мишени (f_p и f_r зависят от M_1/M_2), α — коэфф., характеризующий глубину расположения смещенного атома.

Для энергии бомбардирующих ионов ≥ 1 *кэв* ф-ла (1) значительно упрощается, превращаясь в: $N \approx kV\overline{E}$. Напр., в случае распыления Ag ионами Кг с энергией до 5000 *эв* ($\xi = 0{,}93$; $\varepsilon = 0{,}49$; $f_r = 0{,}22$; $E_d = 21$ *эв*) $N = 0{,}152V\overline{E} \cdot (0{,}62 + 0.25 + 0{,}11 + 0{,}07 + 0{,}03)$. Здесь 4-й член суммы появляется при $E \approx 2500$ *эв*, 5-й — при $E \approx 5000$ *эв*. Оба они вносят небольшие поправки, поэтому для энергии > 900 *эв* можно считать $N \approx 0{,}152 \cdot 0{,}98V\overline{E}$, что находится в согласии с рядом экспериментов (см. ниже).

С увеличением энергии бомбардирующих ионов достигается предел, после к-рого первичные соударения уже нельзя рассматривать как удары упругих шаров. Они скорее могут рассматриваться как кулоновское взаимодействие ионных зарядов со слабо экранированными ядрами мишени. При дальнейшем росте энергии ионов (напр., для ионов дейтерия, начиная с $E > 10$ *кэв* при бомбардировке вещества с атомным номером > 30) ядра мишени должны рассматриваться при столкновениях как полностью неэкранированные. Коэфф. распыления при больших энергиях ионов принимается прибл. пропорциональным числу смещенных атомов в нескольких первых атомных слоях.

Кулоновское поперечное сечение, а следовательно и число первичных соударений, уменьшается с увеличением энергии; поэтому при росте энергии ионов N также должно убывать, что и наблюдалось экспериментально (см. ниже).

В предположении, что испускается половина атомов, смещенных в первых трех атомных слоях, и что первичные соударения можно рассматривать как неэкранированные, получено след. выражение для N при высоких энергиях ионов:

$$N = {}^3/_4\, n_0\, \sigma_p\, (1 + \log E_{\max}/E_d), \qquad (2)$$

где $E_{\max}$ — максимальная энергия, передаваемая атому мишени, n_0 — число атомов на $см^3$ в атомном слое мишени; σ_p — поперечное сечение смещения, равное:

$$\sigma_p = \frac{4R^2\pi a_0^2}{E_d} \cdot \frac{M_1 Z_1^{\gamma} Z_2^{\gamma}}{M_2} \cdot \frac{1}{E}\left(1 - \frac{E_d}{E_{\max}}\right).$$

Здесь R — постоянная Ридберга, a_0 — радиус Бора, M и Z — масса и заряд иона; индекс 1 относится к падающим ионам, а 2 — к ионам мишени.

На рис. 1, *а* и *б* показаны экспериментальные данные о зависимости N от E для распыления медной

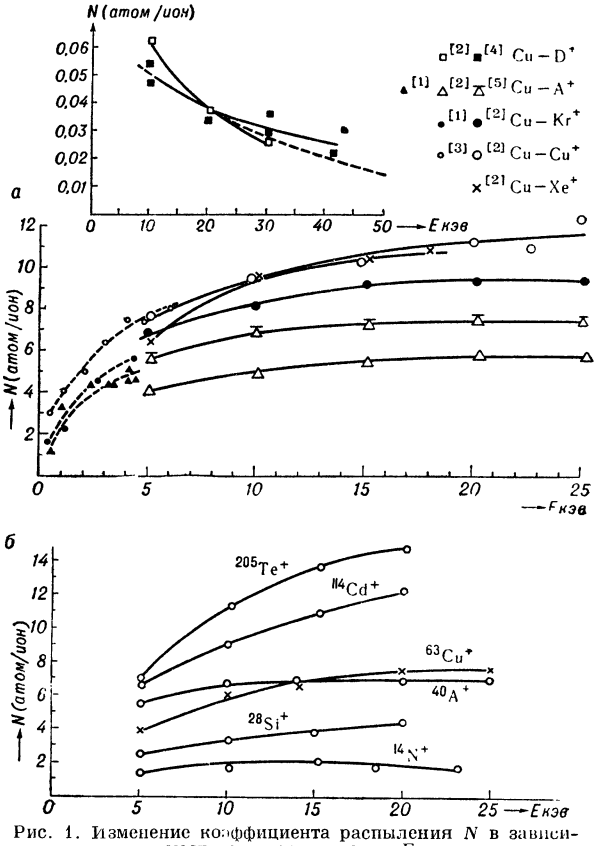


Рис. 1. Изменение коэффициента распыления N в зависимости от энергии ионов E.

мишени различными ионами (точки и сплошные линии). Теоретич. кривые (пунктирные) рассчитаны при $E \leqslant 5$ *кэв* по (1), а для дейтонов (рис. 1, *а*) при $E > 10$ *кэв* по (2). N измерялось по потере в весе ΔW *мкг* мишени и вычислялось по ф-ле $N = 96\,500\,\Delta W/AI_+t$, где A — атомный вес материала, I_+ — положительный ионный ток на мишень в *мка*, t — время бомбардировки в *сек*. При энергии ионов в неск. сот

эв N пропорционально E или $\ln E$ [6]. Для более высоких энергий порядка неск. *кэв* (пределы зависят от рода распыляемого вещества и бомбардирующих ионов) есть указания [1,3] на зависимость $N = K\sqrt{E}$. При дальнейшем увеличении E рост ф-ции $N(E)$ замедляется; $N(E)$ стремится к насыщению, а затем, пройдя через максимум, убывает. Такая зависимость наблюдалась, напр., для случая распыления меди ионами водорода и азота (рис. 1, *б*).

Для каждой пары: бомбардирующий ион — распыляемое вещество, характерна определенная пороговая (минимальная) энергия иона E_0, начиная с к-рой может происходить К. р. Знание E_0 необходимо при конструировании электровакуумных приборов, особенно приборов со сложными термоэлектронными катодами, эмиссия к-рых связана с наличием поверхностных активных пленок; разрушение их ионной бомбардировкой выводит из строя весь прибор.

Пороговая энергия E_0 благодаря длинному и пологому спаду N при $E \to 0$ (рис. 2) может быть однозначно определена лишь условно [6]. Это связано с тем, что на распыляемой поверхности всегда присутствуют атомы, имеющие минимальное количество связей с решеткой (напр., угловые). Для таких атомов $E_0 = E_{01}$ мало и не превышает неск. *эв*. При увеличении энергии ионов N очень медленно растет за счет распыления атомов со все большей и большей энергией связи с решеткой, и при нек-рой энергии $E_0 = E_{02}$ становится возможным выход атомов из заполненной поверхностной плоскости. Т. о., существует нек-рая область пороговых энергий, ограниченная с одной стороны E_{01} и с другой — E_{02}. Часто за пороговую энергию принимается величина E_{03}, отсекаемая на горизонтальной оси продолжением линейной части кривой в сторону малых значений.

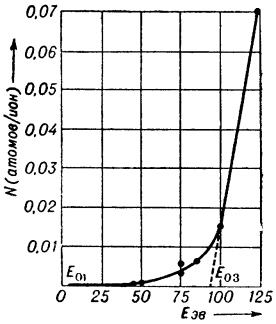


Рис. 2. Зависимость коэффициента распыления вольфрама от энергии ионов Hg в области малых энергий [6].

Экспериментальное определение порога распыления сводится к измерению N при очень малых E (неск. десятков или даже единиц *эв*). Для катода с активным покрытием E_0 определяется по изменению электронной эмиссии за счет разрушения ионами активного слоя. Измерение E_0 для металлов осуществляется различными способами. Наиболее чувствительные из них: 1) спектральный метод (работы Венера), где фиксируется появление спектра излучения распыленных атомов, к-рый накладывается на спектр излучения газового разряда; 2) метод *поверхностной ионизации* (работы Брэдли для щелочных металлов); 3) метод радиоактивных изотопов (работы Моргулиса и Тищенко [11]).

Экспериментальные значения E_0 в *эв* и теоретич. значения, вычисленные Харрисоном [6] для пек-рых элементов, приведены в табл.

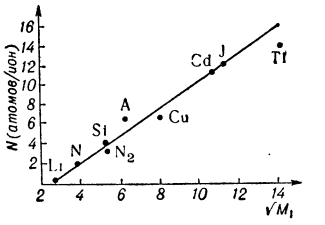


Рис. 3. Зависимость коэффициента распыления меди от массы бомбардирующих ионов [5].

N увеличивается с возрастанием массы иона M_1. Для энергии $E = 20$ *кэв* установлена зависимость $N \approx \sqrt{M_1}$ [5] (рис. 3). При меньших энергиях (неск. сотен *эв*) основную роль играет не абс. значение M_1, а соотношение между M_1 и M_2, так что N оказывается пропорциональным величине ε либо величине $\mu = 2M_2/(M_1 + M_2)$ (доля момента, передаваемая при столкновении иона газа с атомом металла, если их взаимодействие рассматривать как центральный удар упругих шаров) [6].

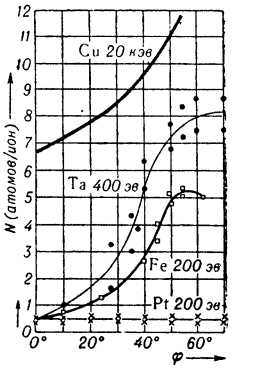


Рис. 4. Коэффициент распыления Ta, Fe и Pt в зависимости от угла падения ионов Hg (с энергией 400 *эв* для Ta и Fe и 200 *эв* для Pt); аналогичная зависимость для Cu (ионы Ar с энергией 20 *кэв*).— Из работы G. Wehner, «J. Appl. Phys.», 30, 1762, 1959 и [5].

Увеличение угла падения ионов на мишень φ (отсчитываемого от нормали к поверхности) приводит к возрастанию N (рис. 4). Сильное увеличение N с ростом φ для ионов ртути с энергией до 800 *эв* обнаружено для Fe, Ta, Co, Ni, W (макс. N при $\varphi \approx 60$—$70°$); слабое — для Au, Ag, Cu. При E порядка десятков *кэв* измерение зависимости N от φ произведено только для случая распыления меди ионами аргона и тоже обнаружено увеличение N с ростом φ вплоть до $\varphi \approx 78°$, когда N достигает 30 атомов/ион [7]; при дальнейшем возрастании φ N уменьшается.

Величина N зависит от свойств мишени: N увеличивается с ростом массы M_2 атома распыляемого вещества внутри каждого периода периодич. системы элементов [6]. N зависит от типа кристаллич. решетки веществ. При прочих равных условиях N максимально для вещества с гранецентрированной кубич. решеткой и минимально для веществ с гексагональной и алмазной решеткой.

Во многих случаях N уменьшается с увеличением теплоты возгонки вещества q. N увеличивается с возрастанием темп-ры мишени, напр., при изменении темп-ры Pt от 300° до 600°C N увеличивается на 15% (ионы Hg), с увеличением темп-ры W от 300° до 1700°C N увеличивается втрое (ионы Li и Rb). N зависит также от чистоты поверхности мишени. Образование на поверхности оксидных пленок приводит к значит. уменьшению N (этим объясняется, напр., плохое распыление Al, Zn и др.). При недостаточном вакууме и без тщательного обезгаживания образца адсорбированная на поверхности пленка

Пороги распыления некоторых веществ в *эв*.

Распыляющий ион / Распыляемое вещество	He^+		Ne^+	Ar^+		Kr^+	Xe^+	Hg^+		Теплота возгонки в *эв*
	эксп.	теор.	эксп.	эксп.	теор.	эксп.	эксп.	эксп.	теор.	
C								50		
Na			5	10			30			
Al								120	23,5	3,35
Si								60	21,6	3,91
Ti								110	8,79	4,84
Cr				15	11,8			15	18,0	4,03
Fe				14				60	18,0	4,12
Co	12,5	4,40		7	9			80; 8	18,3	4,40
Ni				7				70	18,4	4,41
Cu				12				50	14,1	3,53
Ge	70		43	36		60	70	40	15,2	4,07
Zr	15	8,60		7				80	20,9	6,14
Mo								80	20,6	6,15
Ag	12	4,55		3	1,62			40	9,13	2,84
Sb	11	3,13		3	1,16			35		1,74
W	20	22,5		13	5,63			80	25,7	8,80
Pt							45	70	16,4	5,60
Ir	16	14,1		8	5,12			80		5,22
Au				10	2,15			10;40	11,4	3,90
U								70	22,7	9,57
Th—W	35			45		47		13		
Катод оксидный								≤5,6		

может непрерывно восстанавливаться в процессе распыления. В этом случае обнаруживается сильная зависимость N от плотности ионного тока, темп-ры мишени и времени распыления, увеличение к-рых может уменьшить степень покрытия поверхности пленкой.

Угловое распределение частиц, выходящих с распыляемой поверхности вещества, анизотропно. Для поликристаллов при $E > 1$ *кэв* наибольшая плотность осадка наблюдается в направлении нормали к распыляемой поверхности. Уменьшение плотности распыленного вещества происходит прибл. пропорционально cos угла отклонения от нормали, хотя для больших E (≈ 20 *кэв*) оно неск. быстрее [5], а для малых (<2 *кэв*) — медленнее. Для $E \approx$ неск. сот *эв*, максимум N наблюдается в направлении линии, составляющей с нормалью к поверхности угол 45—60°. При К. р. монокристаллов характерно преимущественное распыление вещества вдоль кристаллографич. направлений с наибольшей плотностью упаковки атомов [9]. Этот эффект качественно объяснен Силсби и Виньярдом фокусировкой частиц, если их взаимодействие рассматривать как соударения упругих шаров [8]. Картина осадка (рис. 5) распыляемого вещества на прозрачном экране имеет вид отдельных дискретных пятен. Симметрия картины осадка соответствует симметрии распыляемой грани и симметрии образовавшихся на ней в результате распыления фигур травления (см. *Ионное травление*). Напр., при распылении монокристаллов с гранецентрированной кубич. решеткой наблюдается преимущественный выход частиц в направлениях [110] для энергии ионов в неск. сотен *эв* и также в направлениях [100] для более высоких энергий [9]. Аналогичная картина осадка была обнаружена также при сквозном распылении тонкой ($\approx 50\mu$) монокристаллич. пленки Au протонами с энергией 300 *кэв*. В этом опыте улавливались частицы Au, выходящие с поверхности пленки [совпадающей с гранью (100)], в то время как ионный пучок падал на обратную ее сторону [8].

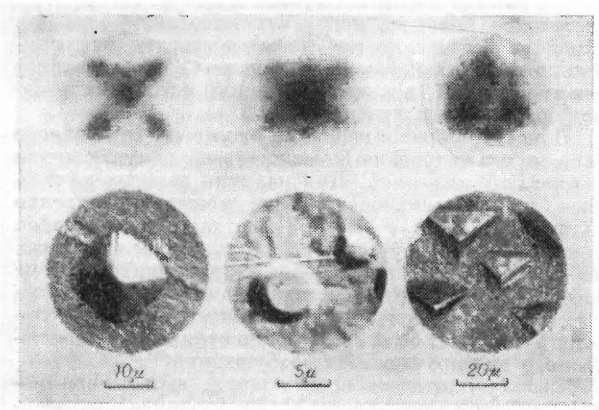


Рис. 5. Картина осадка, получающаяся на экране при распылении граней (100), (110) и (111) монокристалла меди ионами Kr с энергией 1 *кэв*, и рельеф, образующийся на их поверхности.

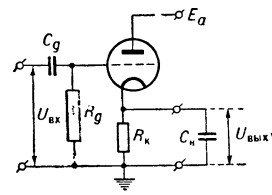
N не зависит от времени распыления, плотности ионного тока (если в процессе распыления не меняются свойства поверхности) и давления газа p при $p \leqslant 0{,}1$ *тор* (при $p > 0{,}1$ *тор* происходит кажущееся уменьшение N за счет увеличения числа частиц, осаждающихся обратно на распыляемую поверхность).

Лит.: 1) Keywell F., «Phys. Rev.», 1955, v. 97, № 6, p. 1611; 2) Гусева М. И., «ФТТ», 1959, т. 1, вып. 10, с. 1540; 3) Добрецов Л. Н., Карнаухова Н. М., «ДАН СССР», 1952, т. 85, № 4, с. 745; 4) Yonts O. C., Normand C. E., Harrison D. E., «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, № 3, p. 447; 5) Rol P. K., Fluit J. M., Kistemaker J., «Physica», 1960, v. 26, № 11, p. 1000, 1009; 6) Wehner G. K., «Phys. Rev.», 1958, v. 112, № 4, p. 1120; Harrison D. E., Magnuson Q. D., там же, 1961, v. 122, № 5, p. 1421; 7) Молчанов В. А., Тельковский В. Г., «ДАН СССР», 1961, т. 136, № 4, с. 801; 8) Nelson R. S., Thomson M. W., «Proc. Roy. Soc. A», 1961, v. 259, p. 458; 9) Anderson G. S., Wehner G. K., «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, № 12, p. 2305; 10) Юрасова В. Е., Плешивцев Н. В., Орфанов И. В., «ЖЭТФ», 1959, т. 37, вып. 4(10), с. 966; 11) Моргулис Н. Д., Тищенко В. Д., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1956, т. 20, № 10, с. 1190; 12) Мэсси Г., Бархоп Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958; 13) Wehner G. K., «Advances in Electronic and Electron Physics», 1955, v. 7, p. 239.

В. Е. Юрасова.

КАТОДНО-ЛУЧЕВАЯ ТРУБКА — вышедший из употребления термин, обозначающий *электронно-лучевые приборы*.

КАТОДНЫЙ ПОВТОРИТЕЛЬ — усилительная ступень с нагрузкой в цепи катода. В схеме имеется полная *отрицательная обратная связь*: выходное напряжение вычитается из входного (см. рис.), так что действующее напряжение, приложенное между сеткой и катодом лампы, равно их разности: $U_{ск} = U_{вх} - U_{вых}$. К. п. имеет коэфф. передачи по напряжению $K = (U_{вых}/U_{вх}) < 1$. Действительно, К. п. можно рассматривать как усилитель без обратной связи (см., напр., *Ламповый усилитель*), усиливающий напряжение, приложенное между его сеткой и катодом $U_{ск}$. Тогда:



$$U_{вых} = \frac{\mu R_к}{R_i + R_к} U_{ск} = \frac{\mu R_к}{R_i + R_к} (U_{вх} - U_{вых}),$$

откуда

$$K = \frac{\mu R_к}{R_i + (1+\mu) R_к} \approx \frac{\mu R_к}{R_i + \mu R_к} = \frac{S R_к}{1 + S R_к} < 1, \quad (1)$$

где μ — статич. коэффициент усиления лампы ($\mu \gg 1$), S — крутизна, а R_i — внутр. сопротивление лампы (см. *Параметры и характеристики электронных ламп*). Поскольку обычно $SR_к \gg 1$, то K близко к единице, что объясняет назв. К. п.

Для не слишком высоких частот входное сопротивление К. п. равно R_g и коэфф. усиления по току равен:

$$K_I = \frac{I_к}{I_{вх}} = \frac{U_{вых}/R_к}{U_{вх}/R_g} = K \frac{R_g}{R_к}. \quad (2)$$

Отсюда $I_к = K \frac{R_g}{R_к} I_{вх} = \frac{\mu U_{вх}}{R_i + (1+\mu) R_к} = \frac{\frac{\mu}{1+\mu} U_{вх}}{\frac{R_i}{1+\mu} + R_к}$.

Из полученного соотношения следует, что К. п. эквивалентен генератору с эдс $= \mu U_{вх}/(1+\mu)$ и с внутр. сопротивлением:

$$R_i = R_i/(1+\mu) \approx R_i/\mu = 1/S.$$

Т. о., выходное сопротивление К. п. равно:

$$R_{вых} \approx \frac{\frac{1}{S} \cdot R_к}{1/S + R_к} = \frac{R_к}{1 + S R_к}. \quad (3)$$

Коэфф. усиления К. п. по мощности K_p равен:

$$K_p = K_i K = K^2 R_g / R_к. \quad (4)$$

Т. к. обычно $R_g/R_к \gg 1$, то коэфф. усиления К. п. по току и по мощности велики.

Входная емкость К. п., как следует из рассмотрения емкостных токов во входной цепи, равна

$$C_{вх} = C_{са} + C_{ск}(1 - K),$$

где $C_{са}$ — емкость сетка-анод, а $C_{ск}$ — емкость сетка-катод лампы [1]. Если К. п. построен на пентоде, то:

$$C_{вх} = C_{са} + (C_{ск} + C_{сэ})(1 - K), \qquad (5)$$

где $C_{сэ}$ — емкость сетка-экран лампы. При $K \approx 1$ входная емкость К. п. на пентоде чрезвычайно мала.

Так как $U_{ск}$ существенно меньше $U_{вх}$, К. п. может работать без перегрузок и искажений при значит. напряжениях сигнала, если только скорость изменения напряжения сигнала не превышает макс. скорости изменения выходного напряжения, определяемой постоянной времени выходной цепи $\tau = R_{вых}C_{н}$.

Малая входная емкость и малое выходное сопротивление К. п. определяют его широкое применение в качестве буферной согласующей ступени между цепями с высоким выходным сопротивлением и цепями с высокой входной емкостью.

Лит.: 1) Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 3 изд., М., 1955; 2) Крейцер В. Л., Видеоусилители, М., 1952; 3) Лурье О. Б., Усилители видеочастоты, М., 1955. *И. В. Иванов.*

КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — *люминесценция*, возникающая при бомбардировке люминофоров электронным (катодным) пучком. В вакуумной трубке (см. *Электронолучевая трубка*) фокусированный поток электронов с катода ускоряется электрич. полем и поступает на экран, состоящий из тонкого, но плотного слоя катодолюминофора (см. *Люминофоры*), нанесенного на прозрачную подложку. К. наблюдается обычно со стороны, противоположной бомбардирующему пучку. При торможении бомбардирующих электронов экраном их кинетич. энергия передается люминофору. Большая часть ее (до 90%) переходит в тепло, а остальная идет на возбуждение К. и на вырывание вторичных электронов с экрана.

Особенности К. связаны со способом подвода возбуждающей энергии к люминофору и возникающими при этом вторичными электрич. явлениями. 1) Подводимая энергия поглощается всеми узлами кристаллич. решетки катодолюминофора и передается по ней центрам люминесценции. Преобладает поэтому непрямое возбуждение центров; на долю их прямого возбуждения приходится не более 1% всего свечения. В некристаллич. материалах (стекла, жидкости, аморфные люминофоры) из-за плохой передачи энергии К. сравнительно слаба или отсутствует совершенно. 2) Торможение электронов в люминофоре осуществляется на небольшой глубине (для электронов с энергией 10 *кв* — ок. $2{,}5 \cdot 10^{-4}$ *см*). Плотность возбуждения, измеряемая подводимой на единицу объема мощностью, а соответственно и яркость свечения могут достигать в К. исключительно высоких значений, недостижимых при других способах возбуждения. 3) Яркость К. сильно зависит от динамики зарядов на поверхности экрана, получающихся за счет вторичной электронной эмиссии с катодолюминофора — диэлектрика или полупроводника с высоким удельным сопротивлением. Яркость К. определяется энергией бомбардирующих электронов и плотностью тока пучка.

Для возбуждения К. вообще достаточно энергии в неск. *эв*. Однако до ускоряющего напряжения 120—140 *в* свечение неустойчиво, т. к. из-за малого коэфф. вторичной электронной эмиссии ($\delta < 1$) экран заряжается отрицательно и начинает отталкивать электронный пучок. В области ускоряющих напряжений до 10—12 *кв* ($\delta > 1$) потенциал экрана за счет освобождающихся вторичных электронов автоматически стремится к потенциалу ускоряющего электрода (анода). В этой области К. становится стабильной, а зависимость яркости от напряжения приближается к квадратичной, т. к. глубина проникновения электронов в люминофор пропорциональна квадрату их энергии. В практике используется преимущественно область таких напряжений. Зависимость яркости B от напряжения U в этой области достаточно точно описывается выражением

$$B = KI(U \quad U_0)^p, \qquad (*)$$

где коэфф. пропорциональности K и величина p, близкая к 2, зависят от природы люминофора и свойства экрана, I — плотность тока пучка и U_0 — «мертвый потенциал» — то минимальное напряжение, к-рое требуется электрону для прохождения неактивного поверхностного слоя в технич. люминофорах. Отклонение от (*) при малых напряжениях связано с относит., большими потерями на вторичную эмиссию. В области более высоких ускоряющих напряжений с возрастанием глубины проникновения электронов в толщу люминофора снова $\delta < 1$, потенциал экрана начинает стремиться к потенциалу катода, а фактич. энергия поступающих в люминофор электронов прогрессивно падает.

Яркость свечения тем быстрее отстает от напряжения, чем выше последнее. Границы напряжений, в к-рых зависимость (*) нарушается, определяются природой люминофора и свойствами экрана. Для уменьшения влияния заряда экрана при высоких ускоряющих напряжениях поверхность люминофора со стороны пучка покрывают тонкой (0,1 μ) зеркальной пленкой алюминия, непосредственно соединенной с анодом. Она хорошо отводит заряд с поверхности экрана, достаточно прозрачна для электронов больших скоростей, и потери на ее пробой вполне компенсируются зеркальным отражением свечения экрана в сторону наблюдателя. Яркость К. пропорциональна плотности тока пучка, но при больших нагрузках обнаруживает насыщение. Оно может быть обусловлено ограничением числа излучающих центров при малой концентрации активатора в люминофоре или при слишком большой длительности существования их возбужденных состояний. Кпд К. не превышает 20% и обычно лежит в пределах 1—10%. Однако при достаточно больших нагрузках мгновенная яркость экрана в бегущем пятне может достигать исключительно высоких значений (10^5 *стильб*). Это позволяет использовать К. в качестве мощного источника легко модулируемого излучения.

В люминофорах с центрами люминесценции одного типа спектр излучения К. тождествен с получающимся в *фотолюминесценции*. При наличии центров различного типа суммарное свечение может существенно отличаться. В силу высокой плотности возбуждения в нем часто присутствуют дополнительные полосы, не улавливаемые при слабом возбуждении. Кроме того, из-за своеобразия механизма поглощения и излучения распределение интенсивностей между полосами в К. может быть совершенно отличным от наблюдаемого при др. способах возбуждения.

Высокая плотность возбуждения, вызываемая малой глубиной проникновения бомбардирующих электронов в толщу люминофора, обусловливает особенности в изменении и остальных свойств свечения. Скорость разгорания и затухания К., определяемая природой используемого катодолюминофора, охватывает диапазон от долей *мксек* до неск. *сек*. Однако в обоих случаях преобладают процессы короткой длительности: на начальных этапах разгорания и затухания зависимость яркости от времени приближается к экспоненциальной. По той же причине темп-рное тушение К. наблюдается при более высоких темп-рах, чем в фотолюминесценции. Процессы химич. изменения и разрушения люминофоров при электронной бомбардировке осуществляются, наоборот, легче. При малых ускоряющих напряжениях и больших токах пучка люминофоры обнаруживают обратимое утомле-

ние с временным падением яркости. При больших нагрузках утомление может перейти в необратимое выгорание с химич. разложением материала и резким падением яркости. Повышение ускоряющего напряжения ослабляет, а повышение плотности тока усиливает утомление и выгорание катодолюминофоров.

Яркость свечения и положение светящегося пятна на экране поддаются управлению во времени и пространстве так же легко и безинерционно, как сам электронный пучок. Это обеспечило К. широкое и разностороннее технич. применение. Виды применения по способу возбуждения делятся на 2 типа. В 1-м возбуждающий электронный пучок фокусирован в точку, к-рая непрерывно движется по экрану и периодически рисует на нем определенную геометрич. фигуру — растр. Сигналы от изучаемого явления на фоне растра отмечаются или отклонением пучка (электроннолучевые осциллографы), или изменением яркости пятна (телевизионные трубки); оба способа отметки сигналов применяются в радиолокационных индикаторах. Во 2-м типе применений для возбуждения используется стационарный электронный пучок. Для получения изображения яркость свечения экрана модулируется первичным распределением электронов на катоде (электронно-оптич. преобразователи, усилители яркости) или поглощающими средами на пути электронов от катода к экрану (электронная микроскопия).

Лит.: 1) Москвин А. В., Катодолюминесценция, ч. 1—2, М.—Л., 1948—49; 2) Garlick G. F. J., Cathodoluminescence, в кн.: Advances in electronics, ed. L. Marton, v. 2, N. Y., 1950; 3) Leverenz H. W., Introduction to luminescence of solids, N. Y., 1950; 4) Электронно-лучевые трубки и индикаторы, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1949—50, ч. 1, гл. 3, с. 51—103; ч. 2, гл. 18, с. 264—354. *А. В. Москвин.*

КАТОПРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ — оптич. системы, состоящие только из отражающих поверхностей (зеркал). См. *Зеркальные и зеркально-линзовые приборы.*

КАТУШКА ИНДУКТИВНОСТИ — катушка из провода, обладающая значительной индуктивностью, что дает возможность концентрировать энергию магнитного поля тока внутри катушки и в непосредственной близости от нее. Применяется в электрич. устройствах как элемент фильтров и колебат. контуров, а также для увеличения индуктивности электрич. цепи. К. и. бывают однослойные и многослойные, с ферромагнитными сердечниками и без них, а также с различными типами намоток.

Основным электрич. параметром К. и. является ее статич. *индуктивность*:

$$L = \psi/i = w\Phi/i \ \ гн, \qquad (1)$$

где i — ток в витках К. и., ψ — потокосцепление, Φ — магнитный поток в $вб$, w — число витков. Индуктивность катушки без ферромагнитного сердечника определяется при низких и средних частотах ее геометрич. размерами и способом намотки витков. В простейшем случае однослойной тороидальной катушки из тонкой проволоки (рис. 1) при $R_с < R_т$:

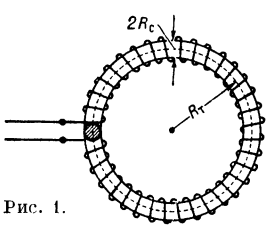


Рис. 1.

$$L = w^2\mu S/l_{ср}, \qquad (2)$$

где μ — абсолютная магнитная проницаемость материала ферромагнитного сердечника (в отсутствие сердечника $\mu = \mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ $гн/м$), $S = \pi R_с^2$ — сечение магнитной цепи, $l_{ср} = 2\pi R_т$ — средняя длина линии магнитной индукции $\approx$ длине оси тора.

Для цилиндрич. катушки длиною l, к-рую можно рассматривать как отрезок тороидальной с бесконечно большим радиусом $R_т$, имеем:

$$L_ц = w^2\mu S K_L/l_{ср}. \qquad (3)$$

Коэфф. K_L, учитывающий размагничивающее влияние концов катушки, определяется по эмпирич. ф-лам, кривым и номограммам [1,3]. С точностью 2—5% для цилиндрических однослойных катушек можно считать:

$$K_L = 1/(1 + 0{,}88R/L), \qquad (4)$$

Для многослойных катушек с плотной обмоткой толщиной t:

$$K_L = 1/(1{,}125 + 0{,}75R/l + 1{,}25t/l), \qquad (5)$$

где R — радиус среднего витка. Цилиндрич. катушка, помещенная в проводящий цилиндрич. экран длиной $l_э$, радиусом $R_э$, имеет:

$$L_э = L_ц\left[1 - \left(\frac{R}{R_э}\right)^3\right]\left[1 - \left(\frac{l}{2l_э}\right)^2\right]. \qquad (6)$$

Индуктивность плоской катушки (диска) может быть определена по ф-ле:

$$L_{пл} = \mu_0 R w^2\left[\left(\ln\frac{4l}{t}\right)\left(1 + \frac{t^2}{6R^2} + \ldots\right) - \frac{1}{2} + \frac{43}{72}\cdot\frac{t^2}{R^2} + \ldots\right], \qquad (7)$$

где R — радиус среднего витка. t — разность наибольшего и наименьшего радиусов витков.

К. и. обладает активным сопротивлением r, зависящим в отсутствие ферромагнитного сердечника от потерь энергии в обмотке и при высоких частотах также от потерь в окружающих проводящих предметах (напр., в сердечнике, экранах и т. п.): $r = \frac{\sum P}{i^2}$, где $\sum P$ — сумма мощностей потерь, i — действующее значение тока. Комплексное сопротивление К. и. $Z = r + j\omega L$, где ω — угловая частота. Отношение индуктивного сопротивления к активному наз. добротностью катушки Q:

$$Q = \omega L/r = \operatorname{tg}\varphi = \operatorname{ctg}\delta. \qquad (8)$$

Здесь φ — угол сдвига фаз между приложенным к обмотке напряжением и током в обмотке, $\delta = {}^1/_2\pi - \varphi$ наз. углом потерь в К. и. В катушке с малыми потерями δ составляет неск. градусов, и можно считать:

$$\delta \approx \operatorname{tg}\delta = r/\omega L. \qquad (9)$$

При высоких (10^3—10^5 $гц$) частотах угол δ в К. и. без ферромагнитного сердечника возрастает вследствие увеличения r из-за *поверхностного эффекта* и эффекта близости (перераспределение плотности тока по сечению провода под влиянием магнитных полей токов соседних проводов), а также из-за уменьшения индуктивности. Для смягчения влияния поверхностного эффекта обмотки высокочастотных катушек нередко выполняются из многожильного провода, отдельные тонкие жилки к-рого изолированы друг от друга; причем провод то уходит в глубь обмотки, то выходит на ее поверхность.

При достаточно высоких частотах (10^3 $гц$ и выше) следует учитывать собственную емкость катушки, состоящую из распределенной междувитковой емкости C_0 и дополнительных эквивалентных емкостей C_1 и C_2, определяемых расположением К. и. относительно окружающих проводящих предметов. Емкости C_1 и C_2 рассчитываются в каждом конкретном случае при помещении К. и. внутрь заземленного экрана. Емкость C_0 однослойной катушки равна:

$$C_0 = (\pi/1{,}8)\,10^{-10}R\,(b/a)\,\Phi, \qquad (10)$$

где b — шаг витка, a — радиус провода, R — радиус витков в $м$; C_0 многослойной катушки зависит от способов намотки. При намотке по рис. 2, *б* C_0 оказывается на 30—40% ниже, чем при намотке по рис. 2, *а*. Дальнейшее уменьшение C_0 достигается ступенчатой

намоткой (рис. 2,*в*). При высоких частотах существенное уменьшение C_0 получается посредством т. н. «корзиночного» (рис. 2,*г*) и «сотового» способов намотки;

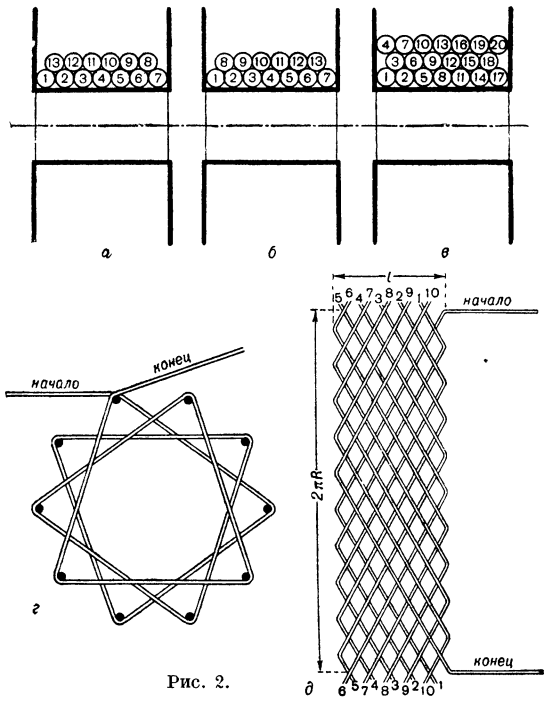


Рис. 2.

идея последнего показана на рис. 2,*д* на развертке боковой поверхности цилиндрич. катушки.

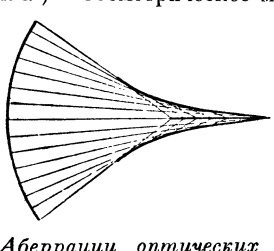
Лит.: 1) Родионов В. М., Сборник номограмм по радиотехнике, М., 1955; 2) Говорков В. А., Электрические и магнитные поля, М., 1960; 3) Цейтлин Л. А., Индуктивности проводов и контуров, Л.—М., 1950; 4) Бухгольц Г. И., Расчет электрических и магнитных полей, пер. с нем., М., 1961, гл. VI, § 1. *В. А. Говорков.*

КАТУШКИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ — катушки индуктивности, предназначенные для работы в колебат. контурах генераторов и усилителей в диапазоне коротких и ультракоротких волн. К. в. ч. обладают малой собственной емкостью, а их резонансная частота лежит существенно выше собственных частот колебат. контуров, в состав к-рых они входят. К. в. ч. имеют малое количество витков; шаг намотки обычно больше диаметра провода. Для уменьшения паразитной междувитковой емкости К. в. ч., применяемые в диапазоне УКВ, часто состоят из одного витка или части витка большого диаметра.

Лит.: Мейнке Х. и Гундлах Ф. В., Радиотехнический справочник, пер. с нем., т. 1, М.—Л., 1960.

КАУСТИКА— см. *Каустическая поверхность.*

КАУСТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ (каустика) — геометрическое место точек центров кривизны главных нормальных сечений волнового фронта, исходящего из светящейся точки и прошедшего через оптич. систему (см. рисунок). В случае безаберрационной системы (сферич. волновой фронт) К. п. вырождается в точку — изображение точечного источника.



Аберрации оптических систем можно классифицировать по свойствам симметрии К. п. Сферич. аберрации соответствует осевая симметрия К. п., *коме* — симметрия относительно меридиональной плоскости. На К. п. происходит концентрация световой энергии, так что по виду К. п. можно судить о распределении освещенности в изображении объекта.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957, § 71; 2) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Теория поля, 3 изд., М., 1960, § 54. *С. Г. Раутиан.*

КАУЧУКИ — полимеры, обладающие при обычной темп-ре способностью к очень большим обратимым (высокоэластическим) и частично к необратимым (пластическим) деформациям. Средний молекулярный вес К. достигает, как правило, неск. сотен тысяч, однако вследствие полидисперсности один и тот же образец может содержать макромолекулы с молекулярным весом от неск. десятков тысяч до неск. миллионов (см. *Молекулярный вес полимеров*). Макромолекулы К. имеют цепное строение и обладают гибкостью (см. *Макромолекула*), вследствие к-рой К., в отличие от волокон и пластиков, находятся в *высокоэластическом состоянии* при обычной темп-ре, переходя при ее понижении в стеклообразное, а при повышении — в вязкотекучее состояние (см. табл.). Высокоэластич. деформация К., достигающая сотен процентов, обусловлена раскручиванием и ориентацией его цепных молекул и сопровождается изменением валентных углов и межатомных расстояний (упругая деформация, десятые доли процента), а также относит. перемещением центров тяжести отдельных макромолекул (пластич. деформация) (рис. 1). С ростом темп-ры, увеличением длительности нагружения, уменьшением молекулярного веса, в результате набухания величина пластической деформации К. увеличивается и в ряде случаев может приближаться к высокоэластической. Для устранения пластич. деформации макромолекулы К. «сшивают» между собой поперечными химич. связями — вулканизуют (см. *Резины*). Практически все К. применяются в виде вулканизатов.

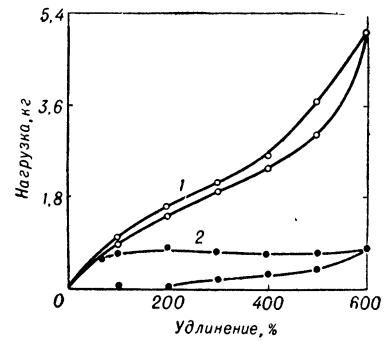


Рис. 1. Типичные кривые «напряжение—деформация» при удлинении до 600% (верхняя кривая) и разгрузке (нижняя кривая) для невулканизованного *1* и вулканизованного *2* натурального каучука.

Макромолекулы К. могут состоять из мономерных звеньев одного типа (гомополимеры) или двух и более

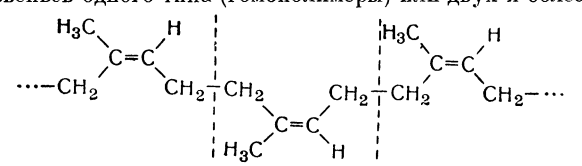


Рис. 2. Цис-полиизопрен.

типов (сополимеры). К К. 1-го типа относятся натуральный К., полиизопреновый, полихлоропреновый, полибутадиеновый (дивиниловый) и др., в к-рых мономерами являются соответственно изопрен $CH_2=C(CH_3)CH=CH_2$, хлоропрен $CH_2=CClCH=CH_2$, бутадиен (дивинил) $CH_2=CHCH=CH_2$. Макромолекулы одного и того же химич. состава могут обладать различным строением. Так, натуральный К. почти целиком состоит из макромолекул цис-структуры (рис. 2), а полихлоропрен из макромолекул транс-структуры (рис. 3). Кроме того, при полимеризации диеновых мономеров в пределах одной макромолекулы могут возникать связи 1,2; 1,4; 3,4 (рис. 4), а также их комбинации.

Физические свойства некоторых современных каучуков.

Каучук	Состав	Удельный вес	Показатель преломления	Температура стеклования (° С)	Газопроницаемость для H_2 при 25° С $\left(\frac{см^2}{сек \cdot атм}\right)$	Кристаллизация при растяжении при обычной температуре	Растворители
Натуральный	изопрен; 98% цис-1,4	0,911	1,5190	—72°	$3,9 \cdot 10^{-7}$	да	
Полиизопреновый	изопрен; 92—99% цис-1,4, 0—4% транс-1,4,0—2% 1,2 и 1—3% 3,4	—	—	—71°	—	да	Жирные, нафтеновые, ароматические углеводороды, хлороформ, CCl_4, CS_2 и т. п.
Na-бутадиеновый	бутадиен; 1,2 (43—49%)	0,89—0,93	1,51	—52°	—	нет	
Цис-полибутадиеновый	бутадиен; более 98% цис-1,4	—	—	—110°	—	да	
Полихлоропреновый	хлоропрен; 90% транс-1,4, остальное цис-1,4, 1,2 и 3,4	1,25	1,558	—45°	$1,03 \cdot 10^{-7}$	да	Ароматические и хлорированные углеводороды
Бутадиенстирольный	бутадиен/стирол = 90/10	0,91	1,52	—73°	—	нет	Нафтеновые и ароматич. углеводороды, хлороформ, CCl_4, CS_2 и т. п.
»	бутадиен/стирол = 70/30	0,93—0,94	1,538	—68°	$3,05 \cdot 10^{-7}$	нет	
»	бутадиен/стирол = 50/50	0,97—0,99	1,56	—15°	—	нет	
Бутадиеннитрильный	бутадиен/акрилонитрил = 82/18	—	—	—56°	—	нет	Ароматические и хлорированные углеводороды, кетоны, эфиры, нитросоединения
»	бутадиен/акрилонитрил = 74/26	0,968	1,521	—50°	$1,15 \cdot 10^{-7}$	нет	
»	бутадиен/акрилонитрил = 60/40	0,999	—	—29°	—	нет	
Бутилкаучук	изобутилен и 1,5—4,5% изопрена	0,92	1,508	—80°	$4,9 \cdot 10^{-8}$	да	Жирные, нафтеновые, ароматич. углеводороды, хлороформ, CCl_4, CS_2 и т. п.
Этиленпропиленовый	этилен/пропилен = 60/40	—	—	—59°	—	нет	То же, при нагревании
Карбоксилатный	1,3% метакриловой кислоты в составе бутадиеновых каучуков	—	—	—40° до —82°	—	нет	То же
Полисульфидный	$...-(CH_2)_n-S-S-(CH_2)_n-...$	1,5—1,7**	—	—50°**	—	нет	В обычных растворителях нерастворим; набухает в сероуглероде
Фторкаучук	фторопрен (также другие виды мономеров)	1,13*	—	—62°*	—	да	Кетоны, простые и сложные эфиры
Метилвинилпиридиновый	бутадиен/винилметилпиридин = 15/85	—	—	от —65 до —75°	—	нет	Сильно полярные растворители
Полиуретановый	получают из адипиновой кислоты, гликоля и диизоцианата	1,17***	—	—70°***	—	некоторые сорта да	
Полидиметилсилоксановый	$...-Si(CH_3)_2-O-...$	0,974	1.40	—123°	—	нет	Неполярные растворители

* Для полифторопрена. ** Для тиокола FA. *** Для адипрена В.

Свойства К. зависят не только от химической природы, но и от регулярности строения его макромолекул. Особенно наглядно это видно на примере полибутадиенового К. (см. табл.). Na-бутадиеновый и цис-полибутадиеновый К. имеют одинаковую химич. природу (полимеры дивинила), но в 1-м отсутствует преимущественно выраженная цис- или транс-структура, связи 1,2 и 1,4 чередуются хаотически, а во 2-м содержание цис-структуры 1,4 может быть доведено до 100%. 1-й не кристаллизуется ни при хранении, ни при растяжении (см. ниже) и является мягким пластичным продуктом; 2-й легко кристаллизуется и более жесткий. Регулярность структуры макромолекул оказывает особенно большое влияние на прочность вулканизатов.

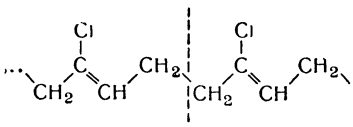


Рис. 3. Транс-полихлоропрен.

$$\cdots-CH_2C(CH_3)=CHCH_2-CH_2C(CH_3)=CHCH_2-\cdots$$
$$(1)\ (2)\quad (3)\ (4)\quad (1)\ (2)\quad (3)\ (4)$$

1,4 полиизопрен

$$\cdots-CH_2-C(CH_3)-CH_2-C(CH_3)-\cdots$$
$$(1)\ (2)\quad (1)\ (2)$$
$$(3)CH \quad (3)CH$$
$$\| \quad \|$$
$$(4)CH_2 \quad (4)CH_2$$

1,2 полиизопрен

Рис. 4. Различные виды соединения звеньев в макромолекуле полиизопрена.

К сополимерным К. относятся бутадиенстирольные, бутадиеннитрильные К., бутилкаучук и др., в которых мономерными звеньями являются бутадиен и стирол $CH_2=CHC_6H_5$, бутадиен и нитрил акриловой кислоты (акрилонитрил) $CH_2=CHCN$, изобутилен $C(CH_3)_2=CH_2$ и изопрен. Мономеры в таких К. располагаются вдоль цепи совершенно произвольно, поодиночке или группами, что резко нарушает регулярность строения и исключает возможность кристаллизации таких К., а также затрудняет иногда ориентацию звеньев макромолекул при растяжении, что снижает прочностные характеристики их вулканизатов.

По характеру применения К. делят на 2 группы: К. общего и К. спец. назначения [5]. К 1-й группе относятся натуральный К., бутадиенстирольный полибутадиеновый, полихлоропреновый, вулканизаты к-рых по комплексу свойств сопоставимы с вулканизатами натурального К. и обладают высокими эластичностью, прочностью, сопротивлением истиранию, относит. удлинением при разрыве, сопротивлением

многократным деформациям. К. общего назначения в наибольшем объеме применяются в шинной промышленности. 2-я группа — остальные К., применение к-рых обусловлено наличием в них того или иного резко выраженного свойства: повышенных масло-, озоно-, термо-, химич. стойкости и т. д. Напр., бутилкаучук, полисульфидный и полиуретановый К. и фторкаучук характеризуются низкой *газопроницаемостью*; бутадиенстирольные К., бутилкаучук, фторкаучук стойки к действию агрессивных сред (нек-рые разновидности фторкаучуков стойки к действию дымящей HNO_3). Применяются также смеси двух и более К., обычно микрогетерогенные (величина микронеоднородности зависит от условий смешения и природы полимеров) и термодинамически неравновесные. Однако при эксплуатации они обычно не расслаиваются из-за высокой вязкости компонентов (10^{13}—10^7 *пуаз* при переходе от темп-ры стеклования к темп-ре текучести).

К., молекулы к-рых обладают регулярной структурой, способны кристаллизоваться при соответствующей темп-ре и особенно в процессе растяжения (см. табл.). При хранении в таких К. возникают беспорядочно расположенные микрокристаллич. области, доля к-рых в аморфной массе К. зависит от темп-ры. Этот процесс сопровождается значит. повышением жесткости и потерей эластичности. Так, полихлоропреновый, а особенно натуральный К. интенсивно кристаллизуются при темп-ре от —10° до + 5°С, что понижает морозостойкость и затрудняет их применение уже при темп-рах, значительно превышающих темп-ру их стеклования (—72° и —45° С). Нерегулярные К. более морозостойки: они не кристаллизуются, и, кроме того, нарушение регулярности приводит к уменьшению межмолекулярного взаимодействия. Так, темпра стеклования Na-бутадиенового К., определяющая его морозостойкость, при введении 10% стирольных групп снижается за счет уменьшения межмолекулярного взаимодействия с —52° до —73° С. Весьма морозостойки полисилоксановые К. (темп-ра стеклования —123° С, кристаллизации —50°С). При растяжении в К. возникает преимущественная ориентация микрокристаллитов в направлении растяжения, обеспечивающая повышение предела прочности при разрыве в 8—10 раз (см. *Резины*). Растяжение кристаллизующихся К. до 20% деформации сопровождается поглощением теплоты, при дальнейшей деформации теплота выделяется. Количество выделенной теплоты пропорционально величине деформации. Тепловой эффект складывается из: а) теплоты, выделяющейся при изменении энтальпии или энтропии системы в процессе растяжения (без теплоты кристаллизации), т. е. эквивалентной механич. работе, совершенной над К.; б) теплоты, выделяющейся за счет необратимых процессов внутр. трения; в) теплоты кристаллизации. Сокращение К. сопровождается обратными тепловыми эффектами а) и в). Необратимые потери на внутр. трение обусловливают повышение темп-ры образца, особенно в процессе повторяющихся деформаций. См. также *Полимеры кристаллические*.

К., особенно с большим количеством двойных связей, как правило, содержат разветвленные макромолекулы и даже разветвленные структуры, не способные переходить в раствор и образующие нерастворимую, т. н. гель-фракцию К. (в натуральном К. — 30%, в некоторых бутадиенстирольных — до 70%), в отличие от растворимой, т. н. золь-фракции. Соотношение гель- и золь-фракций колеблется в различных К. в зависимости от способа получения, длительности и условий хранения [1, 2, 4].

К. набухают в различных растворителях: молекулы растворителя малого размера проникают между звеньями макромолекул К., раздвигают и сольватируют их, заполняя имеющиеся пустоты, что вызывает уменьшение общего объема системы — контракцию (ок. 0,004—0,007 *см*^{3}/*г*). Для натурального К. давление набухания при концентрации 289 *г/л* составляет 5120 *г/см*^{2}, теплота набухания в хлороформе +3,00 *кал/г*, бензине +0,10, толуоле —0,37, бензоле —1,36 *кал/г*. Набухание К. в низкомолекулярных жидкостях может быть ограниченным или неограниченным, переходящим в растворение (в зависимости от вида К. и жидкости) (см. также *Растворы полимеров*). Ограниченное набухание обусловливается либо ограниченной растворимостью К. в растворителе, либо наличием в К. трехмерных структур. Набухание приводит к уменьшению межмолекулярного взаимодействия, увеличению гибкости макромолекул и к снижению темп-ры стеклования (см. *Пластификация*). Способность к набуханию характеризует маслобензостойкость К. Хорошая маслобензостойкость присуща нитрильным К. с большим содержанием акрилонитрила, полисульфидным, полиуретановым, метилвинилпиридиновому и фторкаучукам (последний, кроме того, теплостоек — сохраняет эластичность до 250° С).

К. весьма химически активны и часто вступают в химич. взаимодействие с окружающей средой. При хранении протекают процессы старения К. — изменение структуры под действием света, тепла, озона и др. факторов. В большинство К. при изготовлении добавляют противостарители. Наиболее стойки к старению бутилкаучук, фторкаучук и полиуретановый К. [2, 4, 6].

К. часто применяют для изготовления сложных многослойных изделий; поэтому большое практич. значение имеет *адгезия* К. к полимерам, стеклу, металлам и др. материалам. Величина адгезии зависит от химич. природы субстрата и адгезива, темп-ры, времени контакта слоев и силы, прижимающей одну поверхность к другой. Как правило, адгезия возрастает с уменьшением молекулярного веса К.; увеличение жесткости цепных молекул при прочих равных условиях сопровождается уменьшением работы адгезии; увеличение времени контакта, давления и темп-ры способствуют ее увеличению. Видимо, указанные факторы обеспечивают диффузию К. в субстрат, затекание его в микротрещины поверхности субстрата или, по крайней мере, диффузию, обеспечивающую плотный молекулярный контакт слоев и, как следствие этого, достаточное межмолекулярное взаимодействие или, в особых случаях, электростатич. взаимодействие, образование водородных или химич. связей [10].

Большинство совр. К. получают коагуляцией латексов — эмульсий К. в воде, добавлением электролитов (NaCl, Na_2SO_4, CH_3COOH и др. или их смесей). Натуральный латекс — млечный сок тропич. дерева гевеи (Hevea brasiliensis) — содержит 52—60% воды, 34—37% К. и 5—10% некаучуковых веществ: белков, смол, сахаров, жирных кислот, минеральных солей и т. п.; коллоидные частицы латекса (глобулы) имеют грушевидную форму, средний размер глобул от 0,14 до 6 μ, pH = 7,2, поверхностное натяжение 38—40 *эрг/см*^{2}, электрокинетич. потенциал 0,035 *в*. Синтетич. латексы получаются в процессе эмульсионной полимеризации мономеров. В зависимости от способа получения они имеют кислую или щелочную реакцию, размер глобул определяется природой и концентрацией эмульгатора. В нек-рые виды латексов, напр. бутадиенстирольный, иногда вводят эмульсии дешевых нефтяных масел, гл. обр. содержащих много ароматич. углеводородов (напр., автол 18), дисперсию сажи или мáсла и сажи вместе. После коагуляции из таких латексов получают дешевые, обладающие хорошими технологич. свойствами масляные К., а также сажевые или саже-масляные К. Латексы при-

меняются также непосредственно для получения нек-рых видов изделий по специфической латексной технологии [11].

Лит.: 1) Догадкин Б. А., Химия и физика каучука, М.—Л., 1947; 2) Синтетический каучук, под ред. Г. С. Уитби, пер с англ., Л., 1957; 3) Литвин О. Б., Основы технологии синтеза каучуков, М., 1959; 4) Бородина И. В. и Никитин А. К., Технические свойства советских синтетических каучуков, Л.—М., 1952; 5) Долгоплоск Б. А., Тинякова Е. И., Современное состояние проблемы синтеза каучуков, «Химическая пром-сть», 1961, № 10—11; 6) Новые каучуки. Сб. переводов, под ред. В. Ф. Евстратова и Ф. И. Яшунской, М., 1958; 7) Трелоар Л., Физика упругости каучука, пер. с англ., М., 1953; 8) Каргин В. А., Слонимский Г. Л., Краткие очерки по физико-химии полимеров, М., 1960; 9) Воюцкий С. С., Растворы высокомолекулярных соединений, 2 изд., М., 1960; 10) его же, Аутогезия и адгезия высокополимеров, М., 1960; 11) Кошелев Ф. Ф., Климов Н. С., Общая технология резины, 2 изд., М., 1958; 12) Бильмейер Ф., Введение в химию и технологию полимеров, пер. с англ., М., 1958; 13) Андрианов К. А., Кремний-органические соединения, М., 1955; 14) Гуль В. Е., Федоренко Н. П., Полимеры, М., 1960.

В. Н. Кулезнев.

КВАДРАНТНЫЙ ЭЛЕКТРОМЕТР — один из наиболее распространенных в лабораторной практике *электрометров*. Состоит в основном из подвижной части в виде тонкой и легкой металлич. пластинки — бисектора, наз. обычно «бисквитом», и связанного с ним зеркала, подвешенных на волластоновой или металлизированной кварцевой нити, и неподвижной части в виде цилиндрической (отполированной внутри) металлич. коробки, разрезанной на четыре равные части — квадранта, изолированные друг от друга. Противоположные квадранты электрически соединены между собой. Когда потенциалы обеих пар квадрантов одинаковы, бисектор, также заряженный до нек-рого потенциала (относительно земли), находится в нулевом положении. При наличии разности потенциалов на квадрантах между ними и бисектором возникают электростатич. силы взаимодействия, отклоняющие подвижную часть в ту или др. сторону. По углу отклонения при известном потенциале бисектора можно судить о величине разности потенциалов квадрантов; если же известна последняя, то можно определить потенциал бисектора. Чувствительность К. э. достигает 5000 *мм* на 1 *в/м*; возможно получение большей чувствительности, но в ущерб ее постоянству и устойчивости нуля.

Лит. см. при ст. *Электрометры*.

КВАДРАТИЧНАЯ ФОРМА — форма 2-й степени от n переменных $x_1, x_2, \ldots, x_n$, т. е. многочлен от этих переменных, каждый член к-рого содержит либо квадрат одного из переменных, либо произведение двух различных переменных. К. ф. записывается так:

$$A(x) = \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} a_{ij} x_i x_j;$$

причем считают, что $a_{ij} = a_{ji}$. К. ф. от 2, 3 и 4 переменных непосредственно связаны с теорией линий (на плоскости) и поверхностей (в пространстве) 2-го порядка: в декартовых координатах ур-ние линии и поверхности 2-го порядка, отнесенной к центру, имеет вид $A(x) = 1$, т. е. его левая часть является К. ф.; в однородных координатах левая часть любого ур-ния линии и поверхности 2-го порядка является К. ф. При замене переменных $x_1, x_2, \ldots, x_n$ др. переменными $y_1, y_2, \ldots, y_n$, являющимися линейными комбинациями старых переменных, К. ф. переходит в другую К. ф. Путем соответствующего выбора новых переменных можно привести К. ф. к виду суммы квадратов переменных, умноженных на нек-рые числа. При этом ни число квадратов (ранг К. ф.), ни разность между числом положительных и числом отрицательных коэффициентов при квадратах (сигнатура К. ф.) не зависят от способа приведения К. ф. к сумме квадратов (закон инерции). Геометрически такое приведение соответствует приведению линии или поверхности 2-го порядка к главным осям.

При рассмотрении комплексных переменных изучаются К. ф. вида

$$\sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} a_{ij} x_i \bar{x}_j,$$

где $\bar{x}_j$ — число, комплексно сопряженное с x_j. Если, кроме того, такая К. ф. принимает только действительные значения (это будет, когда $a_{ij} = \bar{a}_{ji}$), то ее наз. эрмитовой. Для эрмитовых форм справедливы основные факты, относящиеся к действительным К. ф.: возможность приведения к сумме квадратов, инвариантность ранга, закон инерции.

В. Битюцков.

КВАДРАТИЧНОЕ ОТКЛОНЕНИЕ — см. *Дисперсия*.

КВАДРАТУРНЫЕ ФОРМУЛЫ — формулы для приближенного вычисления определенных интегралов. Они основаны на той или иной замене подинтегральной ф-ции более простым аналитич. выражением, интеграл от к-рого легко вычисляется. Чаще всего ф-цию $f(x)$ заменяют интерполяционным многочленом (см. *Интерполяция*). При этом К. ф. обычно имеют вид.

$$\int_a^b f(x)\,dx \approx \sum_{k=1}^{n} A_k f(x_k),$$

где A_k — нек-рые коэффициенты, зависящие только от промежутков интегрирования и узлов интерполяции x_k. Такие ф-лы наз. также ф-лами механических, или численных, квадратур.

Если число узлов интерполяции x_k равно n, а подинтегральная ф-ция $f(x)$ является многочленом степени не выше $n - 1$, то соответствующая К. ф. будет давать точное, а не приближенное значение интеграла. Путем специального выбора расположения узлов можно добиться того, что при том же числе узлов степень многочлена, для которого К. ф. дает точное значение интеграла, будет выше, чем $n - 1$. Естественно считать, что чем выше степень, тем точнее К. ф. Погрешностью (или ошибкой) К. ф. для данной подинтегральной ф-ции $f(x)$ наз. разность

$$R_n = \int_a^b f(x)\,dx - \sum_{k=1}^{n} A_k f(x_k).$$

Для большинства К. ф. R_n выражается через производную нек-рого порядка от подинтегральной ф-ции. На практике нужно выбирать такую К. ф., при к-рой вычислительная работа будет наименьшей, а погрешность лежит в пределах, допустимых по условиям задачи.

Простейшие К. ф. получаются, когда точки x_k разбивают отрезок интегрирования $[a, b]$ на равные части. Это т. н. формулы Котеса; они разделяются на замкнутые и открытые в зависимости от того, причисляются к узлам интерполяции точки a и b или нет. Если число промежутков n, на к-рые разбивается отрезок $[a, b]$ для получения ф-лы Котеса, есть число четное, то ф-ла замкнутого типа будет давать точное значение интеграла, когда под знаком интеграла стоит произвольный многочлен степени не выше $n + 1$, а ф-ла открытого типа — если эта степень не выше $n - 1$. Для нечетных n получают соответственно n и $n-2$. Если применить ф-лы Котеса при небольших значениях n, то погрешность обычно бывает слишком велика. Если же брать большие значения n, то получаются неудобные для вычисления коэффициенты. Поэтому на практике промежуток

интегрирования предварительно разбивают на неск. частей и к каждой части применяют ф-лу Котеса для небольших n. Так, разбивая отрезок $[a, b]$ на m равных частей и применяя к каждой из них ф-лу Котеса для $n = 1$ (т. е. заменяя на каждой части подинтегральную ф-цию линейной, совпадающей с ней на концах этой части), получают ф-лу:

$$\int_a^b f(x)\,dx \approx \frac{b-a}{n}\left[\frac{y_0+y_m}{2} + y_1 + y_2 + \ldots + y_{m-1}\right],$$

$$x_0 = a, \quad x_m = b, \quad y_k = f(x_k).$$

Она наз. формулой трапеций, т. к. здесь на каждом участке криволинейная трапеция заменяется прямолинейной. Погрешность этой ф-лы не превосходит $\frac{(b-a)^2}{12m^2} M_2$, где M_2 — наибольшее значение $|f''(x)|$ на отрезке $[a, b]$.

Если разбить отрезок $[a, b]$ на $2m$ равных частей и к каждой из них применить ф-лу Котеса для $n = 2$ (т. е. заменить на каждом отрезке $[x_{2k}, x_{2k+2}]$ ф-цию $f(x)$ многочленом 2-й степени, совпадающим с ней в точках $x_{2k}, x_{2k+1}, x_{2k+2}$), то получится т. н. формула Симпсона, или формула парабол:

$$\int_a^b f(x)\,dx \approx \frac{b-a}{6m}[y_0 + 4y_1 + 2y_2 + 4y_3 + 2y_4 + \ldots + 4y_{2m-1} + y_{2m}].$$

Погрешность этой ф-лы не превосходит

$$\left(\frac{b-a}{2}\right)\frac{M_4}{90m^4},$$

где M_4 — наибольшее значение $|f^{IV}(x)|$ на отрезке $[a, b]$. Если подинтегральная ф-ция изменяется сильно на промежутке интегрирования, то целесообразно разбить отрезок $[a, b]$ на неравные части и применять к различным частям разные ф-лы, подбирая их так, чтобы интегралы от соответствующих интерполяционных многочленов были близки к точным. Можно с самого начала отбросить требование, чтобы узлы интерполяции разбивали промежуток интегрирования на равные части. При этом можно либо повысить точность К. ф., либо получить более простые значения коэффициентов при $f(x_k)$, не снижая точности. Идя по первому пути, К. Гаусс получил ф-лы, дающие точную величину интеграла, если подинтегральная ф-ция является произвольным многочленом степени не выше $2n-1$ (n — число узлов интерполяции). Общий вид ф-лы Гаусса таков:

$$\int_{-1}^{1} f(x)\,dx = A_1^{(n)} f(x_1) + A_2^{(n)} f(x_2) + \ldots + A_n^{(n)} f(x_n) + R_n$$

(интегрирование по любому отрезку $[a, b]$ сводится к интегрированию по отрезку $[-1,1]$ подстановкой $x = \frac{b-a}{2} t + \frac{b+a}{2}$). Здесь x_k — корни многочлена Лежандра $P_n(x)$ степени n (см. *Лежандра многочлены*), $A_k^{(n)}$ и R_n определяются по ф-лам (где $|c| < 1$)

$$A_k^{(n)} = \frac{2}{(1-x_k^2)[P_n'(x_n)]^2}; \qquad R_n = \frac{2^{2n+1}[n!]^4}{(2n+1)[(2n)!]^3} f^{(2n)}(c).$$

В табл. 1 приведены x_k и $A_k^{(n)}$ для различных значений n. Ф-ла Гаусса применяется в тех случаях, когда важно использовать минимальное количество ординат $f(x_k)$ (напр., если вычисление ординат затруднительно).

П. Л. Чебышевым были получены ф-лы, точные для многочленов степени не выше n — 1 и отличающиеся простотой коэффициентов:

$$\int_{-1}^{1} f(x)\,dx \approx \frac{2}{n}\sum_{i=1}^{n} f(x_i).$$

При $n = 8$ и $n > 9$ абсциссы x_i имеют комплексные значения; поэтому ф-лы Чебышева применимы только для $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 9$ (табл. 2).

Лит.: 1) Крылов А. Н., Лекции о приближенных вычислениях, 6 изд., М., 1954; 2) Крылов В. И., Приближенное вычисление интегралов, М., 1959; 3) Демидович Б. П. и Марон И. А., Основы вычислительной математики, М., 1960.

Табл. 1. Элементы формулы Гаусса.

n	i	x_i	A_i
1	1	0	2
2	1; 2	∓0,57735027	1
3	1; 3	∓0,77459667	5/9 = 0,55555556
	2	0	8/9 = 0,88888889
4	1; 4	∓0,86113631	0,34785484
	2; 3	∓0,33998104	0,65214516
5	1; 5	∓0,90617985	0,23692688
	2; 4	∓0,53846931	0,47862868
	3	0	0,56888889
6	1; 6	∓0,93246951	0,17132450
	2; 5	∓0,66120939	0,36076158
	3; 4	∓0,23861919	0,46791394
7	1; 7	∓0,94910791	0,12948496
	2; 6	∓0,74153119	0,27970540
	3; 5	∓0,40584515	0,38183006
	4	0	0,41795918
8	1; 8	∓0,96028986	0,10122854
	2; 7	∓0,79666648	0,22238104
	3; 6	∓0,52553242	0,31370664
	4; 5	∓0,18343464	0,36268378

Табл. 2. Значения абсцисс x_i в формуле Чебышева.

n	i	x_i	n	i	x_i
2	1; 2	∓0,577350	6	1; 6	∓0,866247
3	1; 3	∓0,707107		2; 5	∓0,422519
	2	0		3; 4	∓0,266635
4	1; 4	∓0,794654	7	1; 7	∓0,883862
	2; 3	∓0,187592		2; 6	∓0,529657
5	1; 5	∓0,832498		3; 5	∓0,323912
	2; 4	∓0,374541		4	0
	3	0	9	1; 9	∓0,911589
				2; 8	∓0,601019
				3; 7	∓0,528762
				4; 6	∓0,167906
				5	0

КВАДРУПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие, обусловленное наличием квадрупольного момента у системы. Квадрупольный момент определяет поле системы зарядов на далеком расстоянии, а также энергию системы в медленно меняющемся внешнем поле в тех случаях, когда полный заряд и дипольный момент равны нулю. К. в. существенно при взаимодействии атомов на большом расстоянии, если квадрупольные моменты обоих атомов отличны от нуля. В этом случае энергия взаимодействия определяется К. в. и падает с расстоянием по закону $1/R^5$ вместо обычного закона Ван-дер-Ваальса $1/R^6$, получаемого для энергии взаимодействия атомов в S-состоянии. К. в. играет роль также в ядерной физике в опытах по кулоновскому возбуждению ядер (не обладающих дипольным моментом). При этом кулоновское поле налетающей частицы с помощью К. в. переводит ядро в возбужденное состояние с нек-рым моментом относительно основного состояния.

Потенциал $\varphi(\boldsymbol{R}) = \sum e_i/(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{r}_i)$ системы зарядов e_i, $i = 1, 2, \ldots$, на больших расстояниях R можно представить в виде ряда по степени r_i/R

$$\varphi(\boldsymbol{R}) = \frac{1}{R}\sum_i e_i + \frac{\boldsymbol{R}}{R^3}\sum_i e_i\boldsymbol{r}_i + \\ + \frac{1}{2}\sum_i e_i x_i^\alpha x_i^\beta \frac{\partial^2}{\partial X_\alpha \partial X_\beta}\frac{1}{R} + \ldots, \quad (1)$$

где $\boldsymbol{r}_i$ радиус-вектор заряда e_i, x_i^α, $\alpha = 1, 2, 3$, — его декартовы компоненты, X_α — компоненты вектора $\boldsymbol{R}$ (предполагается, что начало координат находится внутри рассматриваемой системы). Третье слагаемое в (1) можно представить также в виде

$$\frac{1}{6}\sum_i e_i(3x_i^\alpha x_i^\beta - \delta_{\alpha\beta}r_i^2)\frac{\partial^2}{\partial X_\alpha \partial X_\beta}\frac{1}{R}. \quad (2)$$

Разложение (1) наз. разложением потенциала по мультиполям. $\sum_i e_i$ есть полный заряд, величина $\boldsymbol{d} = \sum_i e_i\boldsymbol{r}_i$ — дипольный момент, а симметрич. тензор

$$Q_{\alpha\beta} = \sum_i e_i(3x_i^\alpha x_i^\beta - \delta_{\alpha\beta}r_i^2) \quad (3)$$

— тензор квадрупольного момента системы. В этих обозначениях разложение (1) принимает вид

$$\varphi(\boldsymbol{R}) = \frac{e}{R} + \frac{\boldsymbol{dn}}{R^2} + \frac{Q_{\alpha\beta}}{6R^3}(3n_\alpha n_\beta - \delta_{\alpha\beta}) + \ldots, \quad (1')$$

где $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{R}/R$ — единичный вектор.

С другой стороны, потенциальная энергия U ограниченной системы в медленно меняющемся внешнем поле φ также выражается через мультипольные моменты. В этом случае потенциал φ разлагается в ряд по степеням $\boldsymbol{r}_i$.

$$U = \sum_i e_i\varphi(r_i) = \varphi(0)\sum_i e_i + \nabla\varphi(0)\sum_i e_i\boldsymbol{r}_i + \\ + \frac{1}{2}\frac{\partial^2\varphi(0)}{\partial x_\alpha \partial x_\beta}\sum_i e_i x_i^\alpha x_i^\beta + \ldots \quad (4)$$

Учитывая, что φ удовлетворяет ур-нию $\nabla^2\varphi = 0$, можно получить из (4)

$$U = e\varphi(0) + \boldsymbol{d}\nabla\varphi(0) + \frac{1}{6}Q_{\alpha\beta}\frac{\partial^2\varphi(0)}{\partial x_\alpha \partial x_\beta}. \quad (4')$$

Из (1') и (4') видно, что при $e = 0$ и $\boldsymbol{d} = 0$ поле на больших расстояниях и энергия в плавном внешнем поле определяется тензором $Q_{\alpha\beta}$. По определению (4), след тензора $Q_{\alpha\beta}$ равен нулю: $Q_{\alpha\alpha} = 0$. Поворотом системы координат тензор $Q_{\alpha\beta}$ может быть приведен к диагональному виду, так что отличны от нуля будут только диагональные компоненты Q_{xx}, Q_{yy} и $Q_{zz} = -Q_{xx} - Q_{yy}$. Если система имеет аксиальную симметрию вокруг оси z, то $Q_{xx} = Q_{yy} = -Q_{zz}/2$. При этом величина

$$Q \equiv Q_{zz} = \sum_i e_i(3z_i^2 - r_i^2) \quad (5)$$

наз. квадрупольным моментом системы.

С помощью (1'), (4') можно написать выражение для энергии взаимодействия двух систем зарядов на большом расстоянии. Если полный заряд и дипольный момент одной из систем равны нулю, взаимодействие определяется квадрупольным моментом. Приведем выражения для энергии взаимодействия квадруполя $Q_{\alpha\beta}$ с зарядом e, диполем $\boldsymbol{d}$ и квадруполем $Q'_{\alpha\beta}$ соответственно

$$U_{Qe} = \frac{e}{2R^3}Q_{\alpha\beta}n_\alpha n_\beta, \quad (6)$$

$$U_{Q\boldsymbol{d}} = \frac{1}{R^4}\left\{\frac{5}{2}Q_{\alpha\beta}n_\alpha n_\beta d_\gamma n_\gamma - Q_{\alpha\beta}d_\beta n_\alpha\right\}, \quad (7)$$

$$U_{QQ'} = \frac{1}{R^5}\frac{5}{6}\left\{\frac{7}{2}Q_{\alpha\beta}n_\alpha n_\beta Q'_{\gamma\delta}n_\gamma n_\delta - Q_{\alpha\beta}Q'_{\beta\gamma}n_\alpha n_\gamma\right\}. \quad (8)$$

Для аксиально-симметричных систем правую часть ф-л (6), (7), (8) удобно выразить через квадрупольный момент Q. Так, напр., ф-ла (8) при этом примет вид:

$$U_{QQ'} = \frac{15}{8}\frac{QQ'}{R^5}\left\{\frac{5}{2}(3\cos^2\theta - 1)(3\cos^2\theta' - 1) - \right. \\ \left. - \sin\theta\cos\theta\sin\theta'\cos\theta'\cos\varphi\right\};$$

здесь θ и θ' — углы осей z и z' квадруполей Q и Q' с направлением R, φ — угол между плоскостями $(\boldsymbol{R}z)$ и $(\boldsymbol{R}z')$.

С помощью приведенных выражений можно найти вид энергии взаимодействия атомов на далеких расстояниях. Эта задача решается по квантовомеханич. теории возмущений, причем в качестве исходных ф-ций берутся волновые ф-ции электронов в свободных атомах. Если атом находится в S-состоянии, то среднее значение оператора любого мультипольного момента равно нулю, так что в первом приближении теории возмущений энергия взаимодействия равна нулю. Во втором приближении недиагональные матричные элементы дипольного момента $\boldsymbol{d}$, вообще говоря, отличны от нуля, и т. к. диполь-дипольное взаимодействие падает с расстоянием как $1/R^3$, то взаимодействие пропорционально $-a/R^6$, где константа $a>0$, поскольку поправка второго приближения к энергии основного состояния отрицательна. Но если атомы имеют момент, положение меняется. Среднее значение дипольного момента по-прежнему равно нулю, поскольку оператор d меняет четность системы, но среднее значение квадрупольного момента, вообще говоря, отлично от нуля. Поэтому среднее значение оператора квадруполь-квадрупольного взаимодействия (8) не равно нулю, так что энергия взаимодействия в этом случае падает с расстоянием как C/R^5. Постоянная C может иметь любой знак и зависит не только от состояний атомов, но и от значения проекции суммы моментов на направление «оси молекулы».

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 3 изд., М., 1960 (Теоретич. физ., т. 2); § 40, 41; 2) их же, Квантовая механика, М.—Л., 1948 (Теоретич. физ., т. 5); 3) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958.

В. Г. Вакс.

КВАДРУПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ ЯДРА. Электрическим квадрупольным моментом атомного ядра наз. величину

$$Q = \int \rho(\boldsymbol{r})(3z^2 - r^2)\,dv,$$

где $\rho(\boldsymbol{r})$ — плотность электрич. заряда в точке $\boldsymbol{r}$ внутри ядра. К. м. я. характеризует отклонение от сферич. симметрии в распределении электрич. заряда ядра. Если распределение заряда ядра в среднем вытянуто вдоль оси z, то Q положительно, если распределение заряда ядра в среднем сплюснуто по оси z, то Q отрицательно. Для ядра со сферич. симметрией К. м. я. равен нулю.

В табл. представлены экспериментальные значения Q для ряда ядер. К. м. я. имеет размерность произведения электрич. заряда на площадь. Обычно за ед. заряда выбирают заряд протона e, а за ед. измерения площади 10^{-24} *см*^{2}. На рис. показано, как меняется величина Q при изменении числа нечетных нуклонов. Стрелками отмечены числа нуклонов, соответствующие ядрам с заполненными оболочками. Согласно модели ядерных оболочек, если в ядре сверх заполненных оболочек имеется n нуклонов в состоянии с моментом $\boldsymbol{j}$ и полный момент ядра $\boldsymbol{I} = \boldsymbol{j}$, то Q должен быть равен:

$$Q_{\text{обол}} = -e\langle r^2\rangle\frac{(2j+1)-2n}{(2j+1)},$$

где $\langle r^2\rangle$ — средний квадрат расстояния от нуклона до центра ядра. Эта ф-ла согласуется с опытом лишь для ограниченной области ядер вблизи заполненной оболочки. В частности, у ядер, в к-рых не хватает

одного-двух нуклонов для заполнения оболочки, $Q>0$, тогда как у ядер, в к-рых имеется один нуклон сверх замкнутой оболочки, $Q<0$. Однако для ядер, далеких от заполненных оболочек, экспериментальные значения Q значительно больше $Q_{\text{обол}}$ (до 30 раз). Такое расхождение обусловлено равновесной деформацией таких ядер.

Квадрупольные моменты атомных ядер.

Ядро	I	$Q\cdot10^{-24}$ $e\cdot см^2$	Ядро	I	$Q\cdot10^{-24}$ $e\cdot см^2$
$_1H^2$	1	+0,00273	$_{37}Rb^{85}$	$\frac{5}{2}$	+0,27
$_5B^{11}$	$\frac{3}{2}$	+0,0355	$_{41}Nb^{93}$	$\frac{9}{2}$	−0,3
$_7N^{14}$	1	+0.0071	$_{56}Ba^{135}$	$\frac{3}{2}$	+0,25
$_8O^{17}$	$\frac{5}{2}$	−0,027	$_{59}Pr^{141}$	$\frac{5}{2}$	−0,054
$_{13}Al^{27}$	$\frac{5}{2}$	+0,149	$_{71}Lu^{175}$	$\frac{7}{2}$	+5,9
$_{16}S^{33}$	$\frac{3}{2}$	−0,064	$_{72}Hf^{179}$	$\frac{9}{2}$	+3
$_{16}S^{35}$	$\frac{3}{2}$	+0,045	$_{73}Ta^{181}$	$\frac{7}{2}$	+6
$_{27}Co^{59}$	$\frac{7}{2}$	+0,404	$_{81}Bi^{204}$	6	−0,19
$_{29}Cu^{63}$	$\frac{3}{2}$	−0,16	$_{92}U^{233}$	$\frac{5}{2}$	+3,4
$_{35}Br^{81}$	$\frac{3}{2}$	+0,28	$_{93}Am^{241}$	$\frac{5}{2}$	+4.9

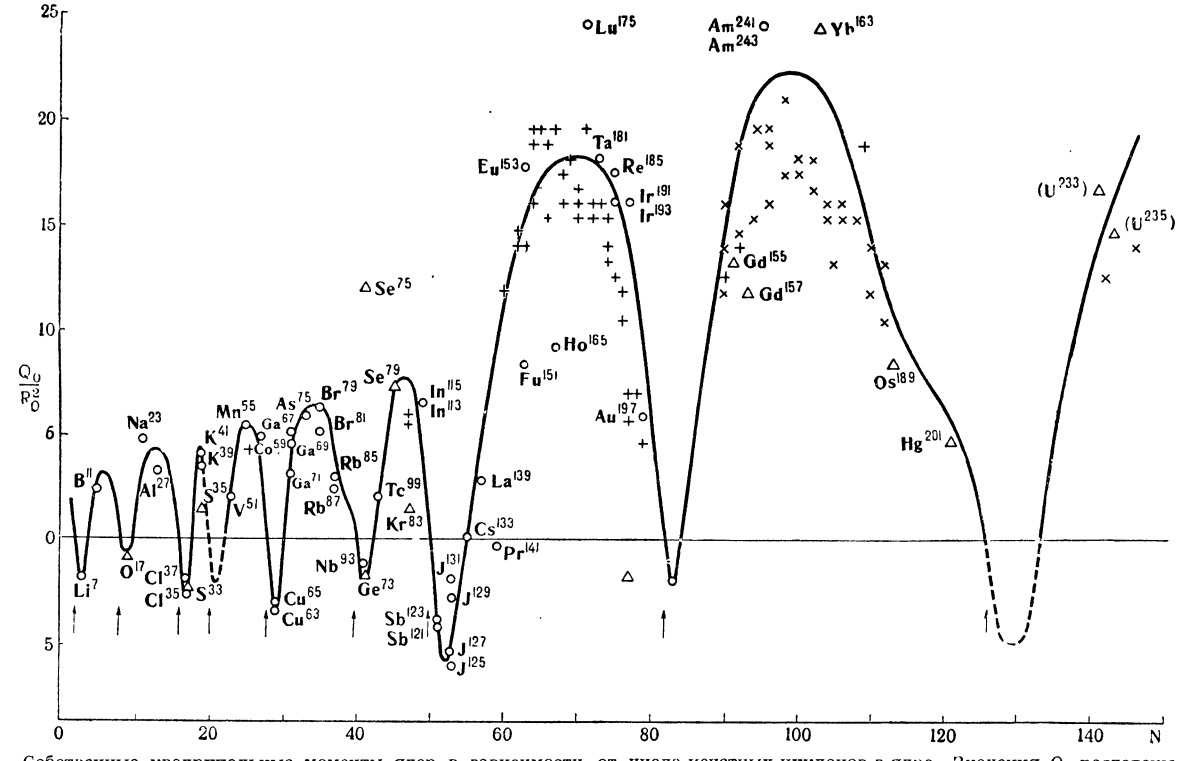
Атомные ядра с $A\sim150$ —190, $A\geqslant220$ и, возможно, с $A=24$—28 обладают положительной равновесной деформацией, т. е. вытянутой формой (вытянутый эллипсоид вращения). Для таких ядер следует различать Q_0 (собственный К. м. я.) и Q (наблюдаемый К. м. я.). Собственным К. м. я. наз. квадрупольный момент, определенный в системе координат, в к-рой ось z совпадает с осью симметрии ядра. Q_0 вытянутого ядра всегда положителен и равен

$$Q_0=0.76\,(Ze)\,R_{00}^2\,(1+0.16\beta+\ldots),$$

где (Ze) — заряд ядра, $R_0=1{,}2\cdot A^{1/3}\cdot10^{-13}$ *см* — средний радиус ядра, $\beta=1{,}06\ \Delta R/R_0$ — т. н. параметр деформации ядра. Наблюдаемым К. м. я. наз. среднее значение К. м. я., определенного в системе координат, в к-рой ось z совпадает с направлением градиента внешнего электрич. поля. Q и Q_0 связаны соотношением

$$Q=\frac{3K^2-I(I+1)}{(I+1)(2I+3)}\,Q_0$$

(I и K — полный угловой момент ядра и его проекции на ось симметрии ядра). Наблюдаемый К. м. я. Q всегда меньше Q_0. Если угловой момент ядра $I=0$ или $I=1/2$, то, независимо от значения Q_0, наблюдаемый К. м. я. равен нулю, т. е. в этом случае эффективное распределение заряда ядра обладает сферич. симметрией. В основном состоянии деформированные ядра имеют $I=K$, т. е. направление полного углового момента ядра совпадает с направлением оси симметрии ядра, так что $Q=\frac{I}{(I+1)}\cdot\frac{(2I-1)}{(2I+3)}\,Q_0$ (исключение составляют ядра с $K=1/2$). Для вращательных состояний деформированного ядра $I>K$, так что наблюдаемый К. м. я. может иметь знак, противоположный знаку собственного К. м. я. Так, при вращении вытянутого ядра ($Q_0>0$) относительно направления, перпендикулярного к оси симметрии ядра, эффективное распределение заряда будет сплюснутым, т. е. $Q<0$.



Собственные квадрупольные моменты ядер в зависимости от числа нечетных нуклонов в ядре. Значения Q_0 разделены на R_0^2, чтобы исключить зависимость Q_0 от геометрич. размеров ядра [5]; ○ — нечетное число протонов в ядре; △ — нечетное число нейтронов в ядре; + — кулоновское возбуждение (в зависимости от числа протонов); × — кулоновское возбуждение (в зависимости от числа нейтронов).

Экспериментальные методы измерения величины электрич. К. м. я. можно разделить на 2 группы: 1) Исследование схем энергетич. уровней в атомных и молекулярных спектрах оптич. и радиоспектроскопич. методами. Электрич. квадрупольное взаимодействие ядра, так же как магнитное дипольное, вызывает расщепление уровней, причем величина расщепления пропорциональна Q. Поэтому измерение К. м. я. сводится к измерению величины сверхтонкого расщепления энергетич. уровней атомов и молекул.

2) Для деформированных ядер с $A \sim 150$—190 и $A \geqslant 220$ сечение реакции кулоновского возбуждения вращательных уровней пропорционально величине $|Q_0|^2$ (см. *Кулоновское возбуждение ядра*). Это позволяет определять собственный К. м. я. в реакции кулоновского возбуждения.

Исследование К. м. я. сыграло решающую роль в выяснении равновесной формы ядер и в создании *коллективной модели ядра*.

Лит.: 1) Копферман Г., Ядерные моменты, пер. с нем., М., 1960; 2) Ramsey N. F., Nuclear moments, N. Y.—L., [1953]; 3) Blin-Stoyle R. J., «Rev. Modern. Phys.», 1956, v. 28, № 1, p. 75; 4) Smith K. F., «Prog. Nucl. Phys.», 1957, v. 6, p. 52; 5) Townes Ch. H., Determination of nuclear quadrupole moments, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 38/1, B. [u. a.], 1958. *Д. А. Варшалович.*

КВАЗИГОМОГЕННЫЙ РЕАКТОР — ядерный реактор, в *активной зоне* к-рого используются достаточно тонкие, протяженные в одном или в двух направлениях топливные элементы (стержни, пластины). Толщина элемента существенно меньше средней длины пробега нейтронов до поглощения, характерной для вещества, из к-рого состоит элемент. Таким образом, К. р. оказывается гомогенным только в одном (в случае пластин) или в двух (в случае стержней) измерениях. Этим К. р. отличается от *гомогенного реактора*, к-рый является гомогенным во всех трех измерениях.

В К. р. потоки нейтронов внутри топливных элементов и в соседних с ними областях замедлителя (к-рый может также выполнять ф-ции теплоносителя) оказываются практически одинаковыми. Поэтому ядерно-физич. свойства подобной среды с достаточной точностью совпадают со свойствами полностью гомогенной среды. Это дает возможность при расчете физич. характеристик К. р. пользоваться теми же, относительно простыми, ф-лами, к-рые применяются для расчета гомогенных реакторов.

Лит. см. при ст. *Гомогенный реактор.*

О. Д. Казачковский.

КВАЗИЗАМКНУТАЯ ПОДСИСТЕМА — относительно малая, но макроскопич., т. е. содержащая весьма большое число частиц, часть замкнутого тела или системы тел. К. п. нельзя рассматривать как замкнутую из-за взаимодействия с остальными частями системы. Однако из-за больших размеров К. п. это взаимодействие осуществляется в основном частицами, находящимися вблизи ее поверхности. Т. к. относительное число таких частиц при достаточно больших размерах подсистемы мало, то энергия взаимодействия мала по сравнению с собственной энергией подсистемы, что позволяет рассматривать К. п. как замкнутую в течение не слишком больших промежутков времени.

Представлением о К. п. часто пользуются в статистич. физике и термодинамике, напр. при выводе распределения Гиббса (см. *Гиббса распределение каноническое* и *Гиббса распределение большое каноническое*). При неравновесных процессах из-за относительно малых размеров и слабого взаимодействия с остальными частями системы приближенное тепловое равновесие внутри К. п. наступает значительно раньше, чем во всем теле, что позволяет ввести важное в теории неравновесных процессов понятие о локальном равновесии.

Лит.: 1) Леонтович М. А., Статистическая физика, М.—Л., 1944; 2) Гиббс Дж. В., Основные принципы статистической механики..., пер. с англ., М.—Л., 1946; 3) Гроот С. Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., М., 1956. *С. В. Иорданский.*

КВАЗИИМПУЛЬС — векторная величина $\boldsymbol{p}$, характеризующая состояние *квазичастицы* (электрона, дырки, экситона, фонона и др.) в кристаллич. решетке и равная ее волновому вектору, умноженному на постоянную Планка: $\boldsymbol{p} = \hbar\boldsymbol{k}$.

Представление о К. возникло в *зонной теории* кристаллов. Стационарные состояния электрона в периодич. поле кристаллич. решетки описываются волновыми функциями Блоха

$$\psi_k(\boldsymbol{r}, t) = u_k(\boldsymbol{r}) \exp\{-i(\varepsilon t/\hbar - \boldsymbol{kr})\}, \qquad (1)$$

где t — время, $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, а $\varepsilon = \varepsilon(\boldsymbol{k})$ — энергия электрона, $u_k(\boldsymbol{r})$ — ф-ция координат, обладающая трансляционной периодичностью кристаллич. решетки. В отличие от свободного электрона, описываемого плоской волной $A\exp\{-i(\varepsilon t/\hbar - \boldsymbol{kr})\}$ (A — постоянная) и обладающего в стационарных состояниях определенным импульсом, равным $\hbar\boldsymbol{k}$, у электрона в кристалле импульс не является интегралом движения. Характеристикой состояния служит К. $\boldsymbol{p} = \hbar\boldsymbol{k}$. Совокупность возможных значений $\boldsymbol{p}$ образует пространство К., каждая точка в к-ром изображает определенное стационарное состояние электрона. В кристаллах макроскопич. размеров спектр К. можно считать непрерывным (точнее, квазинепрерывным); квантование К. проявляется лишь при учете статистич. ограничений, налагаемых принципом Паули.

Прибавление к К. величины $\hbar\boldsymbol{K}$, где $\boldsymbol{K}$ — любой вектор обратной решетки, приводит к появлению в (1) мультипликативного множителя $\exp\{i\boldsymbol{Kr}\}$, к-рый обладает трансляционной симметрией решетки и поэтому может быть включен в ф-цию $u_k(\boldsymbol{r})$. Такая операция соответствует отображению всех точек в пространстве квазиимпульсов на первую зону Бриллюэна, где $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ становится многозначной ф-цией К. [каждая ветвь $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ соответствует определенной полосе энергий в энергетич. спектре]. Для такого приведенного К. закон сохранения справедлив с точностью до аддитивного вектора обратной решетки, умноженного на $\hbar$. Область изменения приведенного К. — первая зона Бриллюэна — совпадает с центральной основной ячейкой обратной решетки.

Ф-ция $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ обладает той же симметрией, что и *обратная решетка*. Это позволяет получать с помощью теоретико-групповых методов обширную (хотя и неполную) информацию о законе дисперсии $\varepsilon(\boldsymbol{p})$ электронных волн в кристалле (о структуре энергетич. зон) на основании кристаллографич. сведений о симметрии кристаллич. решетки. Зная структуру энергетич. зон в пространстве К., можно определить скорость $\boldsymbol{v} = \operatorname{grad}_{\boldsymbol{p}}\varepsilon$ и эффективную массу m^* ($1/m^* = \operatorname{grad}_{\boldsymbol{p}} \cdot \operatorname{grad}_{\boldsymbol{p}}\varepsilon$) электрона.

К. электрона в кристалле во многом подобен импульсу свободного электрона. Для него справедливы условия сохранения при столкновениях; под действием внешней силы $\boldsymbol{F}$ К. электрона изменяется по закону $\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = \boldsymbol{F}$ и т. д.

Представление о К. сохраняется для любых элементарных возбуждений — квазичастиц в кристаллич. решетке. *Э. И. Адирович.*

КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ (также Венцеля — Крамерса — Бриллюэна метод, или ВКБ-метод) — приближенный метод решения квантовомеханич. задач, применимый, когда движение

имеет почти классич. характер, т. е. когда де-бройлевская длина волны частицы мало меняется на протяжении расстояний порядка самой длины волны (точный критерий см. ниже). В квазиклассич. приближении уравнение Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi+V\psi \qquad (1)$$

подстановкой $\psi=\exp(iS/\hbar)$ приводится к виду

$$-\frac{\partial S}{\partial t}=\frac{(\nabla S)^2}{2m}+V-\frac{i\hbar}{2m}\Delta S, \qquad (2)$$

и S представляется в виде ряда по степеням $\hbar$:

$$S=S_0+\frac{\hbar}{i}S_1+\left(\frac{\hbar}{i}\right)^2S_2+\ldots \qquad (3)$$

Подставляя (3) в (2), найдем, что S_0 удовлетворяет ур-нию Гамильтона — Якоби, т. е. является классич. ф-цией действия, а ур-ние для S_1, если положить $\rho=\psi^*\psi=\exp(2S_1)$, принимает форму классич. ур-ния непрерывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\operatorname{div}\left(\rho\frac{\partial S_0}{\partial\boldsymbol{r}}\right)=0.$$

В одномерном стационарном случае $S_0=-Et+\int p(x)dx$, где $p^2(x)=2m(E-V(x))$ и в первом приближении $\psi=\psi_0(x)\exp(-iEt/\hbar)$,

$$\psi_0(x)=\frac{\text{const}}{\sqrt{p(x)}}\sin\left(\frac{1}{\hbar}\int p(x)dx+\alpha\right). \qquad (4)$$

Оценка отброшенных членов дает условие применимости квазиклассич. приближения

$$\frac{d\lambda}{dx}\ll 1,\quad\text{где }\lambda(x)=\frac{\hbar}{p(x)}. \qquad (5)$$

Условие (5) всегда нарушается в точках, где $p(x)$ обращается в 0 (т. н. точки поворота). В этой области надо пользоваться точным решением ур-ния (1), сшивая его при удалении от точки поворота с квазиклассич. решением (4). Исследование показывает [1—3], что фаза α в (4) в области $p^2(x)>0$ однозначно определяется условием непрерывности ψ в точке поворота. Поэтому для финитного одномерного движения между двумя точками поворота получаются ограничения для фазы, совместимые только при условии

$$\frac{1}{\hbar}\oint p(x)dx=2\pi(n+{}^1/_2),\quad n\text{ — целое число.} \qquad (6)$$

(6) является квазиклассич. условием квантования Бора. Все др. соотношения, выражающие принцип соответствия квантовой и классич. механики, также могут быть получены в квазиклассич. приближении. Условие (5) означает, что квазиклассич. приближение применимо для больших квантовых чисел n. Квазиклассич. приближение наряду с принципиальной ценностью (поскольку оно показывает, как квантовое описание движения может переходить в классическое) весьма важно и практически, являясь одним из самых широко применяемых методов в атомной и ядерной физике (напр., в теории α-распада и мн. др.). В последнее время этот метод был распространен на трехмерный [2, 3] и релятивистский [4] случаи, а также на случаи более сложного поведения потенциала вблизи точки поворота, в частности на случай, когда точка поворота находится вблизи экстремума потенциала [5—7]. Основная идея этого приближенного метода, как видно из изложенного, состоит в разбиении искомой ф-ции на быстроосциллирующий и плавный сомножители. Эта идея находит применение не только в квантовой механике, но и в теории мн. др. волновых явлений.

По существу, К. п. к. м. ничем не отличается от приближения, в к-ром рассматриваются волновые поправки первого приближения в лучевой оптике, в распространении радиоволн и в лучевой акустике, т. н. приближения геометрич. оптики или акустики.

Лит.: 1) Паули В., Общие принципы волновой механики, пер. с нем., М.—Л., 1947; Шифф Л. И., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Квантовая механика, ч. 1, М.—Л., 1948 (теоретич. физика, т. 5); 2) Гольдман И. И., Мигдал А. Б., «ЖЭТФ», 1955, т. 28, вып. 4, с. 394; 3) Shiff L. I., «Phys. Rev.», 1956, v. 103, № 2, p. 443; 4) Lippman B. A., «Ann. Phys.», 1958, v. 1, № 2; 5) Miller S. C., Good R. H., «Phys. Rev.», 1953, v. 91, p. 174; 6) Петрашень М. И., «ДАН СССР», 1945, т. 50, с. 247; 7) Покровский В. Л., Саввиных С. К., Улинич Ф. Р., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 5, с. 1272.

В. Г. Вакс.

КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС — см. *Обратимый процесс.*

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ — протекающие в к.-л. ограниченной системе процессы, скорость распространения которых в этой системе так велика, что за время распространения процесса в пределах системы состояние ее не успевает заметно измениться; вследствие этого при рассмотрении процесса можно пренебречь временем его распространения в пределах системы. Поэтому в случае К. п. состояние в различных точках системы в любой момент времени описывается ф-циями, аргументом к-рых является этот же момент времени. Напр., если в к.-л. участке замкнутой электрич. цепи действует переменная внешняя эдс, но время распространения электромагнитного поля до наиболее удаленных точек цепи столь мало, что величина эдс не успевает сколько-нибудь заметно измениться за это время, то изменения напряжений токов в цепи можно рассматривать как К. п. В таком случае переменные электрич. и магнитные поля, создаваемые движущимися в цепи электрич. зарядами (распределение и скорости к-рых изменяются со временем), оказываются в каждый момент времени такими же, какими были бы стационарные электрич. и магнитные поля (поля стационарных зарядов и токов), распределение и скорости к-рых (не изменяющиеся со временем) совпадают с распределением и скоростями зарядов, существующими в системе в рассматриваемый момент времени. Однако в случае нестационарных токов наряду с электрич. полями зарядов возникают вихревые электрич. поля, обусловленные изменениями магнитных полей. Действие этих полей может быть учтено путем введения эдс индукции (наряду со сторонними эдс источников). Но введение эдс индукции не нарушает основной черты стационарных токов — равенства сил токов во всех сечениях неразветвленной цепи. В силу этого для электрич. цепей, удовлетворяющих условиям квазистационарности (квазистационарных токов), справедливы законы Кирхгофа, к-рые приводят к дифференциальным ур-ниям в полных производных. Если условие квазистационарности не соблюдается и необходимо учитывать скорость распространения электромагнитных полей в цепи, то процессы описываются ур-ниями в частных производных.

Условиям квазистационарности, сформулированным выше в общем виде, может быть придана более конкретная форма в частном, но важном случае процессов, не отличающихся существенно от *гармонических колебаний*. Если расстояние между наиболее удаленными точками электрич. цепи l, а скорость распространения электромагнитного поля вдоль цепи v, то наибольшее время, необходимое для распространения поля по цепи, $\tau=l/v$. Тогда условие квазистационарности имеет вид $\tau\ll T$, где T — период колебаний, происходящих в цепи, или $l\ll\lambda$, где $\lambda=vT$ — длина электромагнитной волны в цепи, соответствующая периоду T.

Понятие К. п. может быть применено и к системам механическим. Если, напр., на один из концов упругого стержня действует переменная внешняя сила, направленная вдоль стержня, и если условие квази-

стационарности выполняется, т. е. за время распространения продольной упругой волны от одного конца стержня до другого величина силы не успевает измениться, то ускорения всех точек стержня в каждый момент времени определяются значением силы в этот же момент времени. В случае гармонич. внешней силы условие квазистационарности сводится к тому, что длина продольной упругой волны, возникающей в стержне под действием внешней силы, должна быть гораздо больше длины стержня. Аналогично тому, как это имеет место в электрич. системах, механич. К. п. описываются ур-ниями в полных производных, а процессы, не удовлетворяющие условиям квазистационарности, — уравнениями в частных производных.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 6 изд., М., 1956, § 78 и 97. *С. Э. Хайкин.*

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ТОК — электрич. ток, меняющийся настолько медленно, что магнитное поле, связанное с ним, в каждый момент времени может быть принято равным магнитному полю стационарного тока, аналогично распределенному в пространстве. Электрич. поле К. т. может быть принято одинаковым с электростатич. полем, соответствующим данному мгновенному распределению зарядов. Для цепи, по к-рой протекают К. т., удовлетворяются *Кирхгофа правила.*

Условие квазистационарности налагает ограничение на линейные размеры цепи, а именно, длина волны λ, соответствующая К. т., должна быть много больше линейных размеров цепи $l : \lambda \gg l$. Это условие позволяет пренебречь эффектами, связанными с конечностью скорости распространения электромагнитного поля. Расчет цепей К. т. отличается от расчета цепей стационарного тока, т. к. необходимо учитывать возникающую при изменениях тока эдс индукции.

К. т., протекающий в незамкнутых проводниках, замыкается токами смещения, протекающими в диэлектрической среде. Индуктивности, емкости, сопротивления ветвей цепи К. т. могут приниматься сосредоточенными в точках. Токи промышленной частоты, как правило, можно рассматривать как квазистационарные токи. Исключение составляют токи, протекающие в дальних линиях передач, в к-рых условие квазистационарности выполняется лишь частично. Время распространения электромагнитного поля вдоль дальней линии передачи относительно велико, и за это время ток в линии и при промышленной частоте может существенно изменяться. Однако расстояние между проводами линии передачи и между проводами и землей относительно мало, и поле в поперечном сечении для тока промышленной частоты можно рассматривать как поле К. т. *Э. А. Меерович.*

КВАЗИУПРУГАЯ СИЛА — направленная к центру O сила, величина к-рой пропорциональна расстоянию r от точки приложения силы до центра O ($\boldsymbol{F} = -c\boldsymbol{r}$, где c — постоянный коэфф., численно равный силе, действующей на ед. расстояния). К. с. является центральной и потенциальной силой с силовой ф-цией $U = -\frac{1}{2}cr^2$. Примерами К. с. служат: упругие силы, возникающие при малых деформациях упругих тел (отсюда и термин «К. с.»); сила притяжения к центру Земли частицы, находящейся внутри Земли (или внутри любой другой тяготеющей массы), и др. Приближенно К. с. является также касательная составляющая силы тяжести, действующей на математич. маятник при малых его отклонениях. Для материальной точки, находящейся под действием К. с., центр O является положением устойчивого равновесия. Выведенная из этого положения точка будет совершать около O прямолинейные гармонич. колебания или описывать эллипс (в частности, окружность). *С. М. Тарг.*

КВАЗИЧАСТИЦЫ — отдельные элементарные возбуждения, на к-рые можно разложить слабо возбужденное состояние системы мн. частиц. Такие элементарные возбуждения существуют сравнительно долгое время в неизменном виде, и хотя каждое из них охватывает много частиц, составляющих систему, они в целом во многом подобны частицам, в частности характеризуются определенными энергией ε, импульсом $\boldsymbol{p}$ и спином σ. Изменение состояния возбуждения системы можно рассматривать как результат столкновения элементарных возбуждений, их рассеяния, приводящего к изменению указанных характеристик, и т. п. Поэтому такие возбуждения часто называют К. Условие применимости понятия К. к описанию возбужденного состояния системы см. ниже.

Такие К., к-рые при выключении взаимодействия между частицами переходят в частицы идеального газа, принято называть одночастичными возбуждениями. Коллективными возбуждениями принято называть К., к-рые обусловлены взаимодействием между частицами и отсутствуют в идеальном газе. Следует помнить, что одночастичные возбуждения являются К., а не частицами, т. е., так же, как и коллективные возбуждения, представляют совокупность большого числа движущихся частиц. Примером одночастичных возбуждений могут служить отдельные электронные и дырочные возбуждения в металлах и полупроводниках. Примером коллективных возбуждений являются фононы в кристаллич. решетке, к-рые и представляют собой типичный пример К.

Энергетич. спектр К., т. е. зависимость ее энергии от импульса $\varepsilon = \varepsilon(p)$, в принципе может быть определен методами *квантовой теории многих тел.* Зная этот спектр, можно найти все термодинамич. свойства системы. В случае, когда применимо квазичастичное описание, энтропию системы можно найти по обычной ф-ле для идеального газа

$$S = -k \sum_p \{n_p \ln n_p - (n_p \pm 1) \ln (1 \pm n_p)\}. \quad (1)$$

Здесь верхний знак относится к К. с целым спином (бозонам), а нижний — к К. с полуцелым спином (фермионам), n_p — распределение К. по импульсам; суммирование ведется по всем квантовым состояниям. В тепловом равновесии n_p для бозонов определяется ф-лой

$$n_p = \{\exp[\varepsilon(p)/kT] - 1\}^{-1}, \quad (2)$$

а для фермионов

$$n_p = \{\exp[\varepsilon(p)/kT] + 1\}^{-1}. \quad (3)$$

Ф-лы (1), (2), (3) позволяют выразить термодинамич. свойства системы через спектр К., напр., теплоемкость при постоянном объеме находится по ф-ле

$$C_V = T\frac{dS}{dT} = \sum_p \varepsilon(p) \exp[\varepsilon(p)/kT] \times$$
$$\times \{\exp[\varepsilon(p)/kT] \mp 1\}^{-2} \frac{\partial(\varepsilon(p)/kT)}{\partial T}. \quad (4)$$

При достаточно низких темп-рах теплоемкость системы определяется начальным участком спектра; кроме того, можно не учитывать зависимости спектра от темп-ры. В этом случае ф-ла (4) приводит к следующим результатам. Если возбуждения являются бозонами и их спектр имеет «звуковой» вид, т. е. их энергия линейно зависит от импульса $\varepsilon = vp$, то вклад в теплоемкость от этих возбуждений равен

$$C_V = \frac{2\pi^2}{5} kV \left(\frac{kT}{\hbar v}\right)^3. \quad (5)$$

Для вырожденного газа из фермионов, имеющих спектр вида

$$\varepsilon = |\xi(p)| = \left|\frac{p^2}{2m^*} - \mu_0\right|, \quad (6)$$

где m^* — эффективная масса, μ_0 — предельная энергия Ферми при $T = 0$, теплоемкость равна

$$C_V = \frac{\pi^2}{2}\frac{kT}{\mu_0}Nk, \qquad (7)$$

где N — полное число части ц.

Если в спектре возбуждений имеется щель, т. е. энергия этих возбуждений нигде не обращается в нуль и имеет наименьшее значение Δ, то при темп-рах, меньших Δ/k, теплоемкость экспоненциально мала

$$C_V \sim \exp(\Delta/kT). \qquad (8)$$

Такое описание макроскопич. системы как идеального газа К. обычно является приближенным. В следующем приближении взаимодействие К. между собой и с примесями в кристалле можно рассматривать как парные столкновения или распад на две К. Вероятность столкновений и распадов определяет кинетич. характеристики системы, такие, как теплопроводность и электропроводность. Для кинетич. свойств системы существенно т. н. время жизни К. τ, т. е. величина, обратная вероятности ухода К. из данного состояния в ед. времени. В силу конечности времени жизни К. состояния системы, в к-рых числа К. точно заданы, фактически не являются стационарными. Условием применимости представления о К. является возможность считать эти состояния квазистационарными; для этого τ должно быть достаточно велико:

$$\tau \gg \hbar/\varepsilon, \qquad (9)$$

т. е. время жизни К. должно быть значительно больше, чем неопределенность во времени, вытекающая из *соотношения неопределенности*.

Это условие выполняется для слабо неидеальных газов, когда взаимодействие между частицами мало. Более существенно, что, независимо от силы взаимодействия, (9) выполняется при достаточно низких темп-рах. В этом случае интерес представляют К. малых энергий, у к-рых мала вероятность распада на две К. Вероятность столкновений с другими К. при низких темп-рах мала из-за малости количества возбужденных К.

В принципе τ может быть определено теоретически для данной системы одновременно со спектром. Особенно эффективным оказался метод *квантовой теории поля*, где спектр К. определяется полюсами ф-ции Грина, лежащими вблизи от действительной оси в комплексной плоскости ε. Величина $\hbar/\tau$ равна расстоянию от полюса до действительной оси.

Большинство тел при низких темп-рах находится в твердом, кристаллич. состоянии. В этом случае К. характеризуются *квазиимпульсом* — величиной, аналогичной обычному импульсу, но определенной лишь с точностью до прибавления любого вектора обратной решетки, умноженного на $2\pi\hbar$.

В кристаллах атомы совершают малые колебания вблизи своих положений равновесия. Эти колебания можно представить как совокупность К. с определенным квазиимпульсом и энергией — фононов.

В любом кристалле существуют 3 сорта К. (соответствующих одной продольной и двум поперечным ветвям акустич. колебаний), у к-рых при малых значениях квазиимпульса спектр — линейный. Такой вид спектра, как указывалось, приводит к кубич. закону для зависимости теплоемкости от темп-ры. Этот закон справедлив для темп-р порядка нескольких десятков градусов; при больших темп-рах становятся существенными возбуждения с бо́льшими квазиимпульсами, для к-рых спектр нелинеен. Если элементарная ячейка содержит неск. атомов, то, кроме акустич. возбуждений (к-рые соответствуют движению центра тяжести ячейки) с линейным спектром, существуют К. (соответствующие относительному движению атомов в ячейке), спектр к-рых имеет щель (соответствует минимальной энергии возбуждения относительного движения в ячейке). Такие колебания решетки наз. оптическими (см. также *Колебания кристаллической решетки*).

В отличие от фононов, электронный спектр различен в различных телах. В большинстве металлов электронный спектр определяется ф-лой (6) и имеет такой же вид, как и спектр идеального Ферми-газа. Кулоновское взаимодействие электронов между собой и с ионами приводит лишь к изменению эффективной массы. Более существенным может оказаться притяжение между электронами, вызванное обменом фононами. Оказывается, что при этом можно, отвлекаясь от взаимодействия с кристаллич. решеткой, ввести прямое взаимодействие между электронами и рассматривать систему электронов в металле как неидеальный Ферми-газ с притяжением между электронами. У нек-рых металлов такое притяжение приводит при низких темп-рах к образованию связанных пар электронов с противоположными импульсами. К. в этом случае представляют суперпозицию электрона и дырки. Их спектр принимает вид

$$\varepsilon = \{|\xi(p)|^2 + \Delta^2\}^{1/2}. \qquad (10)$$

Спектр имеет вид (10) в любой системе отсчета, связанной с центром инерции системы электронов. Используя критерий Ландау (см. *Гелий, Сверхтекучесть*), можно показать, что в системе, обладающей подобным спектром, возможно коллективное движение заряженной жидкости. Т. о., появление в спектре щели Δ приводит к *сверхпроводимости* металлов.

В диэлектриках и полупроводниках электроны в невозбужденном состоянии заполняют всю энергетич. полосу. К. представляют собой электроны в незаполненной зоне или дырки в заполненной зоне. В спектре этих возбуждений имеется щель, равная расстоянию от верхнего края заполненной зоны до нижнего края свободной. Этот спектр похож на спектр сверхпроводника (10), однако, в отличие от (10), в диэлектриках и полупроводниках спектр имеет щель только в системе координат, связанной с ионной решеткой. При этом коллективное движение электронов как целого невозможно. Поэтому такой спектр приводит не к сверхпроводимости, а к экспоненциально малой проводимости при низких темп-рах. Полупроводники отличаются от диэлектриков величиной щели в спектре К. В полупроводниках эта щель сравнительно мала, так что при комнатной темп-ре заметное число К. находится в возбужденном состоянии. Эти К. объясняют электропроводность полупроводников. В диэлектриках щель — большая и при комнатных темп-рах число электронов в зоне проводимости ничтожно.

Электроны и дырки поляризуют ионы кристалла, а поляризация решетки, со своей стороны, влияет на поведение электронов и дырок. В результате в ионных кристаллах возникают К., представляющие собой электроны (или дырки), сопровождаемые созданной ими самими инерционной поляризацией. Такие К. наз. п о л я р о н а м и. Энергетич. спектр полярона имеет вид

$$\varepsilon = \Delta + p^2/2M, \qquad (11)$$

где Δ и M — постоянные. M имеет смысл эффективной массы полярона и в неск. сотен раз превышает массу электрона.

Электрон и дырка могут образовывать связанные состояния. Такие К., называемые э к с и т о н а м и, не переносят тока и подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Энергетич. спектр экситонов имеет щель. Наличие щели в спектре приводит к тому, что в диэлектриках и сверхпроводниках электронная теплоемкость при низких темп-рах экспоненциально мала.

Возбуждения в жидкостях могут рассматриваться как К. лишь при таких низких темп-рах, при к-рых не затвердевают лишь две жидкости — изотопы *гелия* He^3 и He^4. В He^4 К. подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. При малых импульсах энергетич. спектр линейный; с увеличением импульса энергия проходит через максимум, уменьшается, затем снова начинает расти. Такой вид спектра хорошо объясняет явление *сверхтекучести* и термодинамич. свойства жидкого гелия.

В др. квантовой жидкости He^3 К. подчиняются статистике Ферми — Дирака, их спектр изображается ф-лой (6). В этом случае возбуждения можно считать К., т. к. затухание пропорционально $(p - p_0)^2$ и мало при малых ε. Как отмечалось выше, фермиевский спектр вида (6) приводит к линейной зависимости теплоемкости от темп-ры. Уже в приближении самосогласованного поля энергия системы, вообще говоря, не является суммой энергий отдельных К. Поэтому энергетич. спектр К., к-рый можно определить как вариационную производную от энергии системы по ф-ции распределения, зависит от распределения остальных К. и, т. о., от темп-ры.

Лит.: 1) Ландау Л. и Лифшиц Е., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М.—Л., 1951 (Теоретич. физ., т. 4); 2) Martin P. C., Schwinger J. S., «Phys. Rev.», 1959, v. 115, № 6, p. 1342; 3) Галицкий В. М., Мигдал А. Б., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 1, с. 139; 4) Ландау Л. Д., там же, 1956, т. 30, вып. 6, с. 1058; 5) Абрикосов А. А. и Халатников И. М., «УФН», 1958, т. 66, вып. 2, с. 177; 6) Bardeen J., Cooper L., Schrieffer J., «Phys. Rev.», 1957, v. 108, № 5, p. 1175; 7) Пекар С. И., Исследования по электронной теории кристаллов, М.—Л., 1951.

А. И. Ларкин.

КВАЗИЭРГОДИЧЕСКАЯ ГИПОТЕЗА — гипотеза в статистич. физике о возможности замены временны́х средних для различных физич. величин, вычисляемых вдоль фазовой траектории системы, фазовыми средними. К. г. выдвинута после того, как в 1913 г. было показано, что более ранняя *эргодическая гипотеза* неверна [1].

Эргодич. гипотеза приводила к простому доказательству равенства средних по времени к.-л. физич. величины фазовым средним по поверхности замкнутой системы постоянной энергии, т. е. являлась обоснованием *Гиббса распределения микроканонического* и вытекающего из него *Гиббса распределения канонического* для *квазизамкнутых подсистем*. Эргодич. гипотеза предполагала, что фазовые траектории замкнутой системы с течением времени проходят через любую точку поверхности постоянной энергии в фазовом пространстве. Это, однако, невозможно из-за отсутствия самопересечений фазовой траектории.

В отличие от эргодич. гипотезы, К. г. первоначально состояла в предположении, что фазовая траектория замкнутой системы с течением времени лишь сколь угодно близко подходит к любой точке поверхности постоянной энергии. Э. Ферми показал (1923 г.), что для т. н. канонических нормальных систем с числом степеней свободы больше двух справедлива К. г. [канонич. нормальными системами наз. системы, ф-ция Гамильтона к-рых может быть представлена в виде ряда

$$H = H_0(y_i) + H_1(x_1, y_1) + \ldots + H_n(x_i, y_i) + \ldots; \quad i = 1, \ldots n,$$

где $H_n(x_i, y_i)$ являются периодич. ф-циями x_i, x_i и y_i — канонически сопряженные величины, n — число степеней свободы системы]. Простейшим примером подобной системы является маятник. К. г., однако, в ее первоначальной формулировке не привела к доказательству равенства временны́х и фазовых средних в общем случае.

В настоящее время К. г. заключается в предположении о равенстве временны́х и фазовых средних на поверхности постоянной энергии для замкнутой системы. Изучение условий, при к-рых такое равенство имеет место, составляет предмет математич. эргодич. теории. В 1931 г. Г. Биркгоф показал, что необходимое и достаточное условие равенства временны́х и фазовых средних — это отсутствие на поверхности постоянной энергии двух различных множеств положительной меры, состоящих из фазовых траекторий рассматриваемой системы, что́ можно считать уточнением старого представления о К. г. Однако доказать это свойство (т. н. метрическую интранзитивность) для энергетич. поверхностей физич. систем не удалось. А. Я. Хинчин показал [5], что временны́е и фазовые средние симметрич. ф-ций динамич. переменных для систем с большим числом степеней свободы приближенно совпадают.

Несмотря на отдельные успехи, К. г. как предположение о равенстве временны́х и фазовых средних нельзя считать доказанной в необходимом для статистич. физики объеме. К. г. остается одним из основных постулатов статистич. физики.

Лит.: 1) Ehrenfest P. und T., в кн.: Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften, Bd 4, H. 6, T14, Lpz., 1907—14; 2) Хинчин А. Я., Математические основания статистической механики, М.—Л., 1943; 3) Крылов Н. С., Работы по обоснованию статистической физики, М.—Л., 1950; 4) Тер-Хар Д., Основания статистической механики, [пер. с англ.], «УФН», 1956, т. 59, вып. 4; т. 60, вып. 1; 5) Хинчин А. Я., Симметрические функции на многомерных поверхностях, в кн.: Памяти А. А. Андронова, [сб. ст.], М., 1955.

С. В. Иорданский.

КВАНТ ДЕЙСТВИЯ (или **постоянная Планка**) — одна из основных постоянных совр. физики. Обозначается h, равна $6{,}62491 \cdot 10^{-27}$ *эрг/сек*. К. д. — величина, характерная для *квантовой механики*. С К. д. связано наличие у частиц волновых свойств, т. к. импульсу p всякой частицы соответствует длина волны $\lambda = h/p$, а энергии ε — частота ν: $\varepsilon = h\nu$. Если импульс $p \gg h$, то $\lambda \to 0$ и волновые свойства делаются несущественными. С К. д. связано и очень важное *соотношение неопределенности*, согласно которому импульс и координата частицы не могут одновременно иметь определенного значения, что выражается неравенством $\Delta x \Delta p \geq h$, где Δx и Δp — неточности в определении координаты и импульса.

Величина К. д. ограничивает применимость не только классич. механики, но и классич. электродинамики, к-рая оказывается применимой лишь для напряженности электрич. поля E, длин волн и частот поля λ и ω, удовлетворяющих неравенствам

$$E \ll m^2c^3/he; \quad \lambda \gg h/mc; \quad \omega \ll mc^2/h$$

(e — заряд, m — масса электрона). Если эти неравенства не выполняются, то должна применяться *квантовая электродинамика*. Характерная черта квантовой электродинамики состоит в том, что, согласно ее положениям, энергия электромагнитного поля может меняться лишь порциями — квантами $\Delta E = h\omega/2\pi$.

Именно это соотношение постулировал в 1900 г. М. Планк для объяснения распределения по частотам теплового излучения черного тела, введя, т. о., постоянную h.

В теоретич. работах вместо h чаще употребляется постоянная $\hbar = h/2\pi$, поскольку применение $\hbar$ приводит к нек-рому упрощению ф-л.

Лит.: 1) Шпольский Э. В., Атомная физика, 4 изд., т. 1, М.—Л., 1951, § 84, 85, 113; 2) Дю-Монд Дж., «УФН», 1961, т. 73, вып 2, с. 333—366.

Л. П. Питаевский.

КВАНТ СВЕТА — см. *Фотон*.

КВАНТ ЭНЕРГИИ — конечное количество энергии, к-рое может быть поглощено или отдано к.-л. микросистемой (ядерной, атомной или молекулярной) в элементарном акте взаимодействия. В классич. физике считалось, что количество энергии, передаваемое системой, может принимать сколь угодно малые

значения, а процесс передачи энергии носит непрерывный характер. Изучение атомных систем (см. *Атом, Квантовая механика*) показало, что в стационарном состоянии энергия атома имеет дискретный ряд значений (см., напр., рис. 1 в ст. *Атом*). При переходе системы из одного состояния в другое испускается (или поглощается) К. э. — фотон, по величине равный разности энергий соответствующих состояний. Величина К. э. ε равна произведению кванта действия h на частоту ν испускаемого (или поглощаемого) излучения: $\varepsilon = h\nu$. Наряду со скачкообразным изменением энергии микросистем возможно и непрерывное ее изменение. Напр., непрерывно может изменяться энергия поступательного движения свободного электрона.

Представления о дискретном характере величины К. э. подтверждаются, напр., в опытах по *фотоэффекту*, в *гамма-спектроскопии* и т. д.

КВАНТОВАНИЕ ВТОРИЧНОЕ — см. *Квантовая теория полей*.

КВАНТОВАНИЕ МОМЕНТА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ — отбор значений момента количества движения и его проекций, осуществляющихся в физич. системе в соответствии с законами *квантовой механики*. Момент количества движения — физич. величина, сохранение к-рой следует из изотропии пространства, неизменности ур-ний движения при поворотах вокруг данной точки. При повороте системы координат волновая ф-ция ψ, описывающая физич. систему, вообще говоря, меняется. Для малого поворота это изменение $\delta\psi = \psi' - \psi$ пропорционально вектору угла поворота $\delta\boldsymbol{\varphi}$, так что $\delta\psi$ можно записать в виде

$$\delta\psi = \frac{i}{\hbar}\,\delta\boldsymbol{\varphi}\hat{\boldsymbol{J}}\psi, \qquad (1)$$

где $\hat{\boldsymbol{J}}$— нек-рый линейный, вообще говоря, дифференциальный оператор. Если *гамильтониан* системы H не меняется при повороте, то оператор $\hat{\boldsymbol{J}}$, действуя на H, не меняет его вида, т. е. $\hat{\boldsymbol{J}}$ коммутирует с H:

$$\hat{\boldsymbol{J}}H - H\hat{\boldsymbol{J}} = 0. \qquad (2)$$

Равенство (2) означает сохранение физич. величины, соответствующей $\hat{\boldsymbol{J}}$. Линейный оператор $\hat{\boldsymbol{J}}$, описывающий изменение волновой ф-ции при малом повороте, является оператором момента количества движения системы.

Если у частиц нет спина, то состояние системы определяется заданием координат частиц $\boldsymbol{r}_i$, так что волновая ф-ция имеет вид $\psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots, \boldsymbol{r}_n)$. Тогда при повороте на угол $\delta\boldsymbol{\varphi}$ радиусы $\boldsymbol{r}_i$ меняются на $\delta\boldsymbol{r}_i = [\delta\boldsymbol{\varphi}\,\boldsymbol{r}_i]$, и изменение ψ записывается как

$$\delta\psi = \psi(\boldsymbol{r}_1 + \delta\boldsymbol{r}_1,\ \boldsymbol{r}_2 + \delta\boldsymbol{r}_2, \ldots,\ \boldsymbol{r}_n + \delta\boldsymbol{r}_n) -$$

$$-\psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \ldots,\ \boldsymbol{r}_n) = \delta\boldsymbol{\varphi}\sum_i [\boldsymbol{r}_i\nabla_i]\,\psi = i\,\frac{\delta\boldsymbol{\varphi}}{\hbar}\sum_i [\boldsymbol{r}_i\hat{\boldsymbol{p}}_i]\psi, \qquad (3)$$

где $\hat{\boldsymbol{p}}_i = -i\hbar\,\frac{\partial}{\partial x}$. Оператор

$$\hat{\boldsymbol{L}} = \sum_i [\boldsymbol{r}_i\hat{\boldsymbol{p}}_i] \qquad (4)$$

наз. **оператором орбитального момента количества движения**. Наряду с **орбитальным моментом количества движения** $\hat{\boldsymbol{L}}$, частицы могут иметь также и внутренний, т. н. **спиновый момент количества движения** $\boldsymbol{S}$, так что в общем случае $\hat{\boldsymbol{J}}$ имеет вид

$$\hat{\boldsymbol{J}} = \hat{\boldsymbol{L}} + \hat{\boldsymbol{S}} = \sum_i [\boldsymbol{r}_i\,\boldsymbol{p}_i] + \sum_i \hat{\boldsymbol{s}}_i. \qquad (5)$$

Если произвести последовательно малые повороты вокруг двух перпендикулярных осей, напр. x и y, на углы $\delta\varphi_x$, $\delta\varphi_y$, а затем те же повороты, но в обратном порядке, то легко видеть, что разница между результатами этих операций эквивалентна повороту вокруг третьей оси z на угол $\delta\varphi_x\delta\varphi_y$. Следовательно, оператор $\hat{\boldsymbol{J}}$, описывающий соответствующие изменения волновой ф-ции, должен обладать свойствами

$$\hat{J}_x\hat{J}_y - \hat{J}_y\hat{J}_x = i\hbar\hat{J}_z\,;\ \hat{J}_y\hat{J}_z - \hat{J}_z\hat{J}_y = i\hbar\hat{J}_x;$$

$$\hat{J}_z\hat{J}_x - \hat{J}_x\hat{J}_z = i\hbar\hat{J}_y. \qquad (6)$$

Коммутационные соотношения (6) являются основными для момента количества движения и позволяют полностью решить задачу квантования $\hat{\boldsymbol{J}}$. Из (6) следует, что разные компоненты момента не могут одновременно иметь определенные не равные нулю значения. Но оператор $\hat{\boldsymbol{J}}^2 = \hat{J}_x^2 + \hat{J}_y^2 + \hat{J}_z^2$, как видно из (6), коммутирует с $\hat{J}_x^2$, $\hat{J}_y^2$, $\hat{J}_z^2$, так что система может иметь одновременно определенные значения квадрата момента $\hat{\boldsymbol{J}}^2$ и к.-н. одной из проекций, напр. $\hat{J}_z$.

Поскольку $\hat{\boldsymbol{J}}^2 - \hat{J}_z^2$ — оператор существенно положительной величины $\hat{J}_x^2 + \hat{J}_y^2$, его собственные значения должны быть положительны, откуда для собственных значений $M\hbar$ оператора $\hat{J}_z$ при данном $\hat{\boldsymbol{J}}^2$ следует неравенство

$$-\sqrt{J^2} \leqslant M\hbar \leqslant \sqrt{J^2}. \qquad (7)$$

Обозначим наибольшее собственное значение M посредством J, наименьшее — посредством J_1. С помощью (6) легко получить соотношение

$$\hat{J}_z(\hat{J}_x \pm i\hat{J}_y) = (\hat{J}_x + i\hat{J}_y)(\hat{J}_z \pm \hbar). \qquad (8)$$

Действуя (8) на собственную ф-цию ψ_M оператора $\hat{J}_z$ получим

$$\hat{J}_z(\hat{J}_x \pm i\hat{J}_y)\,\psi_M = \hbar\,(M \pm 1)\,(\hat{J}_x \pm i\hat{J}_y)\,\psi_M. \qquad (9)$$

Отсюда видно, что $(\hat{J}_x \pm i\hat{J}_y)\,\psi_M$ есть с точностью до нормировочного множителя собственная ф-ция $\hat{J}_z/\hbar$, отвечающая собственному значению $M \pm 1$:

$$\psi_{M+1} = \mathrm{const}\,(\hat{J}_x + i\hat{J}_y)\,\psi_M, \qquad (10\,\text{а})$$

$$\psi_{M-1} = \mathrm{const}\,(\hat{J}_x - i\hat{J}_y)\,\psi_M. \qquad (10\,\text{б})$$

Полагая в равенстве (10а) $M = J$, получим по определению J

$$(\hat{J}_x + i\hat{J}_y)\,\psi_J = 0. \qquad (11)$$

Применяя к (11) оператор $(\hat{J}_x - i\hat{J}_y)$ и пользуясь соотношениями (6), найдем

$$(\hat{J}_x - i\hat{J}_y)(\hat{J}_x + i\hat{J}_y)\,\psi_J = (\hat{\boldsymbol{J}}^2 - \hat{J}_z^2 - \hat{J}_z)\,\psi_J = 0. \qquad (12)$$

Поскольку ψ_J — общая собственная ф-ция $\hat{\boldsymbol{J}}^2$ и $\hat{J}_z^2$, из (12) имеем для собственных значений

$$\boldsymbol{J}^2 = J(J+1)\,\hbar^2. \qquad (13)$$

Аналогичное рассуждение для ф-ции ψ_{J_1} приводит к равенству $\boldsymbol{J}^2 = \hbar^2(J_1^2 - J_1)$. Сравнивая его с (13) и учитывая, что по определению $J_1 < J$, получим $J_1 = -J$. Т. о., наименьшее и наибольшее значения J_z равны по величине и противоположны по знаку. Поскольку соседние собственные значения M оператора $\hat{J}_z$ согласно (10а, б) отличаются на 1, то разность любых собственных значений J_z целочисленна, следовательно, разность $J - J_1 = 2J$ — целое число. Т. о., значения момента $J\hbar$ могут быть только целыми

или полуцелыми, кратными $\hbar$, и при каждом значении квадрата момента $J^2 = J(J+1)\hbar^2$ существует $2J+1$ состояний с проекциями на ось z, равными $J\hbar$, $(J-1)\hbar, \ldots, -J\hbar$. В центрально-симметричном внешнем поле эти состояния, отличающиеся лишь направлением момента, имеют одинаковую энергию, так что имеется $(2J+1)$-кратное вырождение по энергии.

Коммутационные соотношения (6), а следовательно, и формулы (7) — (13) справедливы для любого оператора момента, в частности для $\hat{L}$ и $\hat{S}$ порознь. В случае орбитального момента L собственные значения и собственные ф-ции могут быть найдены и непосредственно из определения (4). Так, для одной частицы операторы $\hat{L}_z$ и $\hat{L}^2$ в сферич. координатах r, θ, φ имеют вид

$$\hat{L}_z = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\varphi},$$
$$\hat{L}^2 = -\hbar^2\left[\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)\right]. \quad (14)$$

Решая задачу об общих собственных ф-циях операторов $\hat{L}_z$ и $\hat{L}^2$ (14) при условиях конечности и однозначности, найдем, что собственные значения L^2 равны $\hbar^2 l(l+1)$, где l — целые неотрицательные числа, а собственные значения m оператора $L_z/\hbar$ также целочисленны и заключены в интервале от $-l$ до l. Собственными ф-циями являются обычные сферич. ф-ции

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{im\varphi}P_{lm}(\theta), \quad (15)$$

где $P_{lm}(\theta)$ — нормированный присоединенный полином Лежандра. Т. о., условие однозначности координатной волновой ф-ции приводит к тому, что для орбитального момента количества движения допустимы только целочисленные значения.

Для оператора спина таких ограничений нет, спин может быть как целым, так и полуцелым. Частицы с полуцелым спином описываются *Ферми — Дирака статистикой*, частицы с целым спином *Бозе — Эйнштейна статистикой*.

В нерелятивистской системе орбитальное движение не зависит от спина, и ур-ния для L и S распадаются. При релятивистском движении становится существенным спин-орбитальное взаимодействие, так что даже при движении в центральном поле L и S по отдельности не сохраняются; интегралом движения будет только полный момент $J = L + S$.

Важной конкретной задачей квантовомеханич. теории момента является нахождение результирующих значений J и M при сложении моментов двух подсистем с определенными значениями моментов j_1m_1 и j_2m_2 соответственно, а также обратная задача разложения волновой функции состояния полной системы с данными J и M по состояниям с определенными значениями моментов подсистем. Эти задачи часто встречаются в атомной и ядерной физике и решены в общем виде (см. *Клебша—Гордана коэффициенты*).

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, М.—Л., 1948, гл. IV, VIII и XII, § 97; 2) Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1959, гл. IV, § 14; 3) Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, М., 1959, § 3, 4, 8, 11. *В. Г. Важс.*

КВАНТОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ — общее назв. для ряда предварительных попыток построения теории элементарных частиц, основанных на идее о существовании конечных минимальных пространственных и временны́х промежутков (много меньших, чем доступные в известных экспериментах). Предполагается, что меньшие промежутки вообще не могут фигурировать в теории, либо что в их пределах совр. представления о пространстве и времени несправедливы. Эти попытки предпринимаются, начиная с конца 20-х гг., с целью устранить недостатки совр. теории поля — получающиеся в ней бесконечные значения полной энергии частиц. Экспериментальные данные не исключают возможности такого пересмотра пространственно-временны́х представлений, но и не дают прямых указаний на его необходимость. Ближайшей целью К. п. и в. является получение непротиворечивой теории, в к-рой все физич. величины были бы конечны.

Бесконечное значение собственной энергии электронов и др. элементарных частиц появляется уже в неквантовой теории и связано с тем, что они считаются точечными, так что на малых расстояниях от них поля возрастают неограниченно. В *квантовой теории полей* эта трудность усугубляется, т. к. появляются новые типы расходимостей, к-рые обусловлены необходимостью рассматривать при применении *возмущений теории* в промежуточных состояниях частицы со сколь угодно большими импульсами («ультрафиолетовая расходимость»: при больших импульсах входят малые длины волн). Эти трудности не удается устранить введением конечного радиуса частиц, т. е. с помощью перехода к протяженным «размазанным» частицам (даже посредством введения т. н. релятивистски ковариантных *форм-факторов*), как в простейшей форме пытался делать еще Г. Лоренц. Дело в том, что в пределах области размазанности взаимодействие может передаваться со скоростью, большей скорости света. Это приводит, согласно теории относительности, к нарушению принципа причинности: «следствие» во времени опережает «причину». Естественно, при этом основное ур-ние релятивистской квантовой теории полей (ур-ние Томонага — Швингера) становится внутренне противоречивым. Существует мнение, что детальное описание системы в малом во времени вообще не имеет смысла, так же как и утверждения: длиннее, короче, раньше и позже [1]. Однако полный отказ от пространственно-временно́го описания вряд ли может способствовать исследованию структуры частиц. Трудности теории с «размазыванием» — они наз. «нелокальными» — наводят на мысль о необходимости пересмотра пространственно-временны́х представлений «в малом». В обычной теории всегда предполагается (хотя почти всегда неявно), что существуют какие-то «жесткие масштабы» и идеальные часы, т. е. приборы, позволяющие сколь угодно точно (о квантовых эффектах мы пока не говорим) измерять расстояния и интервалы времени. Если же в основу теории положено предположение о неточечности частиц, то их протяженность начинает играть роль нек-рого минимального масштаба, существование к-рого заставляет пересмотреть вопрос о возможности сколь угодно точного определения расстояний. А это, в свою очередь, означает необходимость пересмотра всех обычных геометрич. представлений, к-рые выступают с данной точки зрения лишь как нек-рые предельные (когда минимальный масштаб устремляется к нулю).

Первые попытки провести К. п. и в. были своеобразным аналогом *Бора постулатов* в квантовой механике и состояли в переходе от непрерывных координат-времени к дискретным. Протяженность элементарной ячейки такого дискретного пространства является новой, вводимой в теорию универсальной постоянной — фундаментальной длиной, наличие которой в той или иной форме характерно для любого варианта К. п. и в. Эта гипотеза приводит к замене дифференциальных ур-ний ур-ниями в конечных разностях, что позволяет получить конечные значения для энергии электростатич. самовоздействия частиц. Физически это является следствием того, что введение минимальной фундаментальной длины исключает существование волн длины, меньшей нек-рой длины ξ,

а значит, и импульсов, превышающих нек-рый максимальный $p_{\max} = \hbar/\xi$, что и приводит к ликвидации «ультрафиолетовых» расходимостей. Существенно, что гипотеза дискретного пространства — времени влечет за собой изменение допустимых групп преобразований: в частности, обычные *Лоренца преобразования* утрачивают смысл, т. к. они неотделимы от классич. понимания пространства и времени. К. п. и в. влечет за собой изменение геометрич. представлений не только «вблизи частиц», но и вдали от них.

Недостатком гипотезы дискретного пространства — времени является прежде всего нарушение пространственной изотропии. Далее, при К. п. и в. лишь вводится представление о границах применимости макроскопич. пространственно-временного описания, но не предлагается никакого описания за пределами этих границ, не выясняется (а точнее, и не ставится) вопрос о характере «микрогеометрии».

Существует ряд вариантов К. п. и в., являющихся попыткой преодоления указанных трудностей. Общая черта таких теорий — рассмотрение координат (и времени) как нек-рых операторов. Эти операторы иногда записываются явно через к.-л. новые, вводимые в теорию параметры, к-рые можно назвать «микрокоординатами» (их число не обязательно совпадает с числом координат обычного, макроскопич. пространства). Так, напр., в теории, предложенной Г. Снайдером [4], координаты (и время) рассматриваются как операторы в некотором новом пятимерном «пространстве» (η_0, η_1, η_2, η_3, η_4). Оператор координаты $\hat{x}$ записывается в виде $\hat{x} = i\xi\left(\eta_4\frac{\partial}{\partial\eta_1} - \eta_1\frac{\partial}{\partial\eta_4}\right)$ и аналогично др. переменные. Вид этих операторов — а они строятся по типу орбитальных моментов — подбирается т. о., чтобы спектр собственных значений для x, y, z оказывался целочисленным (спектр для t выбирается непрерывным). В этом смысле гипотеза дискретного пространства, отмечавшаяся выше, вытекает из К. п. и в. по Снайдеру, подобно тому, как дискретные значения физич. величин в теории Бора могут быть получены из квантовой механики. Это сходство, в частности, явилось основанием и для самого названия — К. п. и в.

В ряде других вариантов К. п. и в. операторы координат не задаются явно, а определяются своими перестановочными соотношениями либо друг с другом, либо с волновыми ф-циями полей. Правда, в последнем случае, как правило, встречается другое название теории: здесь чаще всего употребляется предложенный Х. Юкава термин «теория нелокализуемых состояний» или просто «нелокализуемая теория». Но так как коммутаторы координат и волновых ф-ций можно получить в виде следствий коммутаторов координат друг с другом, то отличие от рассмотренной выше теории К. п. и в. не является принципиальным.

Рассмотрение координат x, y, z и времени t как операторов, в общем случае не коммутирующих друг с другом: $[\hat{x}, t] \neq 0$; $[\hat{x}, \hat{y}] \neq 0$ и т. д., означает, что точное значение координат в заданный момент времени не может быть определено, равно как не может быть найдено значение неск. координат одновременно; порядок величины возникающих здесь погрешностей равен минимальной (фундаментальной) длине ξ, к-рая входит в перестановочные соотношения. В различных вариантах ошибки могут быть либо парными, либо индивидуальными.

Невозможность одновременного точного определения всех координат приводит к изменению перестановочных соотношений между координатами и импульсами. Действительно, если в обычной (локальной) схеме квантовой механики импульс $\hat{p}_x$ связан со смещением координатной системы в направлении оси x, т. е. с таким преобразованием, при к-ром y, z и t остаются неизменными, то в новой теории подобные преобразования вообще теряют смысл, так как нельзя говорить о фиксированных значениях координат в заданный момент времени с точностью, превосходящей фундаментальную погрешность ξ. Примечательно, что получающиеся новые перестановочные соотношения между координатами и импульсами могут быть интерпретированы с помощью представлений о пространстве импульсов постоянной положительной кривизны (что сближает К. п. и в. с гипотезой макс. импульса Борна), что наглядно соответствует введению верхнего предела для импульсов, а это, как уже отмечалось, вообще характерно для К. п. и в. и обеспечивает сходимость при высоких частотах.

При К. п. и в. за основу может приниматься не фундаментальная длина, а минимальный четырехмерный лоренц-инвариантный объем. Заменив ур-ния локальной теории ур-ниями в конечных разностях, подставив, далее, нек-рые средние по элементарной ячейке значения волновой ф-ции и произведя, наконец, усреднение по группе четырехмерных вращений, удается получить ур-ние, интересное тем, что оно приводит к спектру масс. Хотя этот результат при нынешнем состоянии теории представляет не более чем методич. интерес, его следует отметить, т. к. он, с одной стороны, еще раз показывает связь К. п. и в. с теориями нелокализуемых состояний, явно вводящими в рассмотрение представление о структуре частиц, а с другой — отражает тот факт, что для решения проблемы спектра масс в теорию (локальную, как, напр., у В. Гейзенберга, см. *Единая теория поля*, или же нелокальную, как во всех схемах К. п. и в.) должна быть привнесена новая универсальная постоянная.

К. п. и в. в любом из существующих сейчас вариантов нельзя считать сколько-нибудь успешно проведенным до конца. Более того, остается невыясненным, каковы те физич. принципы, к-рые должны лежать в основе последовательного К. п. и в., если оно вообще необходимо и возможно. В ряду возникающих здесь проблем центральное место занимает вопрос о допустимых группах преобразований. Все упомянутые выше построения, равно как и др. попытки выхода за рамки локальной теории, следует рассматривать как приближенные, эквивалентные друг другу, по-видимому, с большей точностью, чем та, с к-рой они соответствуют будущей последовательной теории.

Лит.: 1) Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958, § 33 и 34; 2) Соколов А. и Иваненко Д., Квантовая теория поля, М.—Л., 1952, ч. 2, § 3; 3) Ambarzumian V., Iwanenko D., «Z. Phys.», 1930, Bd 64, H. 7—8, S. 563; 4) Snyder H. S., «Phys. Rev.», 1947, v. 7, № 1, p. 38; 5) Марков М. А., «ЖЭТФ», 1940, т. 10, вып. 12, с. 1311; там же, 1951, т. 21, вып. 11, с. 1201; 6) Yukawa H., «Phys. Rev.», 1949, v. 76, № 2, p. 300; его же, там же, 1949, v. 76, № 11, p. 1731; его же, там же, 1950, v. 77, № 2, p. 219; его же, там же, 1950, v. 77, № 6, p. 849. *В. П. Григорьев.*

КВАНТОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ — устаревший термин, обозначающий отбор возможных положений вектора момента количества движения системы (напр., атома), определение набора возможных значений его проекции на заданную ось, допускаемых квантовой теорией (см. *Квантование момента количества движения*).

КВАНТОВАЯ ЖИДКОСТЬ. К. ж. являются He^3 и He^4 при низких темп-рах. В отличие от прочих тел, изотопы гелия остаются жидкостью вплоть до самых близких к абс. нулю темп-р. Свойствами К. ж. обладают и нек-рые объекты, напр. электроны в металле.

По законам классич. механики абс. нулю соответствуют полный покой и минимальная потенциальная энергия системы, вследствие чего любое тело должно было бы кристаллизоваться при достаточно низких темп-рах. Однако в гелии, прежде чем он успевает

затвердеть, становятся существенными квантовые эффекты. По причине сравнительной слабости взаимодействия атомов гелия и их относительно малой массы, де-бройлевская длина волны, соответствующая тепловому движению атомов, становится при темп-ре $\sim 1—3°$ К сравнимой с межатомными расстояниями в гелии (при атм. давлении). Начиная с этих темп-р свойства гелия оказываются специфически квантовыми (см. ниже).

При низких темп-рах термодинамич. характеристики К. ж. определяются слабовозбужденными квантовыми уровнями всей системы, т. е. уровнями, расположенными не слишком высоко над основным состоянием (состоянием К. ж. при $T = 0$). Предполагается, что слабовозбужденные квантовые уровни системы произвольно взаимодействующих частиц могут быть построены по тому же принципу, что и уровни идеальных газов (Бозе или Ферми), но роль частиц играют т. н. возбуждения, или *квазичастицы*. Зависимость энергии последних от импульса (закон дисперсии) наз. спектром К. ж. Эта зависимость, вообще говоря, не имеет ничего общего с квадратичным законом дисперсии свободных частиц. В соответствии с тем, какой статистике подчиняются квазичастицы, спектр наз. спектром бозевского или фермиевского типа. Тип спектра не связан непосредственно с тем, к какой статистике принадлежат сами частицы, составляющие К. ж. Изотоп He^4 обладает спектром бозевского типа, и о нем говорят как о Бозе-жидкости. He^3 наз. Ферми-жидкостью по характеру основного спектра. Однако в He^3 имеется также ветвь бозевских возбуждений.

Основным для He^4 является его *сверхтекучесть*. Л. Д. Ландау была предложена кривая спектра вида, приведенного на рис. 7 в ст. *Гелий*. Этот спектр — бозевского типа.

Кривая спектра в He^4 может продолжаться только до нек-рого значения импульса p_c, наз. точкой окончания спектра [3]. Этот факт может быть объяснен так. Возбуждения способны взаимодействовать между собой, что приводит к конечному времени жизни возбуждения, характеризующему ширину энергетич. уровня в рассматриваемом состоянии системы. Особый случай представляет абсолютный нуль темп-ры. В основном состоянии возбуждений нет. Поэтому, если в гелии возбудить квазичастицу, то столкновения отсутствуют, единственным механизмом ее затухания может явиться только распад на два или больше возбуждений с меньшими энергиями и импульсами. Такой распад определяется законами сохранения энергии и импульса. Анализ кривой спектра показывает, что процессы распада возможны, только начиная с нек-рого значения энергии и импульса. Совр. эксперименты [2] по рассеянию нейтронов говорят в пользу того, что спектр оканчивается в точке p_c с энергией $\varepsilon(p_c) = 2\Delta$ благодаря распаду возбуждения в этой точке на два *ротона* с энергией Δ каждый, вылетающих под нек-рым углом друг к другу. Теоретически кривая спектра $\varepsilon(p)$ подходит к точке p_c, обладая всюду нулевой шириной, и в этой точке имеет горизонтальную касательную [3]. Дальше этой точки кривая не может быть продолжена: при $p > p_c$ эта ветвь спектра отсутствует.

Помимо основного спектра, в He II существует еще одна ветвь спектра, также бозевского типа, к-рая хотя не вносит заметного вклада в теплоемкость He II при низких темп-рах по причине сравнительно больших энергий возбуждения, но играет важную роль в вопросах, связанных с вращением гелия, а также при объяснении механизма критич. скоростей [4]. Это т. н. вихревая ветвь спектра (см. *Вихрь в гелии II*, *Критические явления* в гелии).

Другой изотоп гелия He^3 называют *Ферми-жидкостью*, т. к. основной спектр He^3 — фермиевского типа [1]: возбуждение обладает полуцелым спином. Но момент квантовомеханич. системы может изменяться лишь на целое число, откуда следует, что фермиевские возбуждения появляются и исчезают парами. Поэтому спектр He^3 строится в значительной степени по аналогии со спектром идеального Ферми-газа. Основное состояние последнего соответствует заполнению всех квантовых состояний отдельных частиц с импульсом, меньшим граничного импульса Ферми p_F. Возбуждению системы отвечает переход частицы из состояния с импульсом $p_1 < p_F$ в состояние с импульсом $p_2 > p_F$. Энергия, необходимая для такого перехода вблизи p_F:

$$p_2^2/2m - p_1^2/2m = v(p_2 - p_F) + v(p_F - p_1);$$
$$(v = p_F/m),$$

имеет вид суммы энергий двух возбуждений: частицы и дырки соответственно с энергиями $v(p_2 - p_F)$ и $v(p_F - p_1)$.

Такой же вид спектра возбуждений положен в основу теории He^3 при низких темп-рах [5]. При этом p_F/v — эффективная масса атома гелия. Оказывается, что граничный импульс Ферми p_F связан с плотностью числа частиц N тем же соотношением, что и в идеальном Ферми-газе: $N = p_F^3/3\pi^2\hbar^3$. Фермиевское возбуждение в He^3 с импульсом p отнюдь не соответствует атому He^3 с тем же импульсом. Атомы гелия в жидкости взаимодействуют между собой. Каждое возбуждение есть результат *коллективных взаимодействий* и потому относится ко всей системе в целом. Более того, о возбуждении как состоянии системы, близком к точному квантовомеханич. состоянию системы, имеет смысл говорить только, если его импульс достаточно близок к p_F. Если p таково, что $|p - p_F| \sim p_F$, то возбуждение легко распадается на др. возбуждения и дырки, вследствие чего ширина энергетич. уровня, характеризуемая обратным временем жизни возбуждения τ [1], сравнивается с самой энергией возбуждения. Вблизи поверхности Ферми $p = p_F$ затухание τ^{-1} при абс. нуле с ростом $|p - p_F|$ растет как $(p - p_F)^2$. В отличие от He II взаимодействие возбуждений в He^3 играет существенную роль даже при низких темп-рах. Это обстоятельство можно учесть, предполагая, что энергия состояния всей системы уже не есть сумма энергий возбуждений с различными импульсами, но зависит также от того, какие именно состояния в фазовом пространстве и в каком количестве заняты возбуждениями, т. е. является функционалом от чисел заполнения возбуждений. Благодаря малой длине волны возбуждений все корреляции быстро спадают на расстояниях, бо́льших межатомных, поэтому упомянутые выше взаимодействия существенны только для возбуждений в одной и той же точке пространства, но с разными значениями импульса.

Обычный звук не является возбуждением в жидком He^3 при $T = 0$, поскольку, как показывает расчет [5], он сильно затухает с уменьшением темп-ры. Вследствие этого обычный звук может существовать только при достаточно высоких темп-рах. Тем не менее взаимодействие возбуждений между собой приводит к возможности того, что в He^3 при $T = 0$ могут распространяться колебания нового типа, также имеющие закон дисперсии $\varepsilon(p) = up$ и потому наз. «нулевым» звуком (u — скорость нулевого звука, отличная от скорости обычного звука c). Эти колебания представляют волну колебаний чисел заполне-

ний возбуждений в различных точках пространства. По-видимому, реально в He^3 существует только основной тип колебаний — волна сжатий и разрежений, отличающийся от обычного звука другой величиной скорости $u > c$. Т. о., в He^3, помимо основного, фермиевского, спектра, существует также бозевская ветвь спектра, соответствующая нуль-звуковым колебаниям. Вклад этой ветви в термодинамич. величины ничтожен при низких темп-рах.

Характер основного спектра в He^3 объясняет, почему этот изотоп гелия не становится сверхтекучим при доступных эксперименту темп-рах. Тем не менее, по-видимому, можно утверждать, что при температурах, достаточно близких к абс. нулю, в He^3 должен произойти фазовый переход 2-го рода в сверхтекучую фазу. Это связано с приближенным характером изложенной выше картины, в к-рой не учитывался *Купера эффект*. Куперовское спаривание в He^3 должно происходить между двумя фермиевскими возбуждениями. Энергетич. спектр всей системы при абс. нуле, имеет вид [6]

$$\varepsilon(p) = \sqrt{v^2 (p - p_F)^2 + \Delta^2},$$

т. е. основное состояние отделено от возбужденных конечной щелью Δ. Из приведенных выше соображений следует, что жидкость с таким спектром будет сверхтекучей. Оценить сколько-нибудь точно температуру $T_к$ этого перехода ($T_к \sim \Delta$) в He^3 не представляется возможным.

Лит.: 1) Ландау Л., Лифшиц Е., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М.—Л., 1951 (Теоретич. физика, т. 4); 2) Henshaw D. G., Woods A. D. B., «Phys. Rev.», 1961, v. 121, № 5; 3) Питаевский Л. П., «ЖЭТФ», 1959, т. 36, вып. 4, с. 1168; 4) Atkins K. R., Liquid helium, Camb., 1959; 5) Абрикосов А. А., Халатников И. М., «УФН», 1958, т. 66, вып. 2, с. 177; 6) Bardeen J., Schrieffer J. R., в кн.: Progress in low temperature physics, ed. C. J. Gorter, v. 3, Amst., 1961.

Л. П. Горьков.

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА. Попытки истолковать явления атомного масштаба на основе классич. физики (механики и электродинамики), примененной к тем или иным моделям, выявили противоречия, к-рые оказалось невозможным согласовать в рамках старых понятий. Чтобы избегнуть противоречий, потребовалось не только изменение вида ур-ний, описывающих физич. процессы, но и новая постановка задачи описания таких процессов, сущность к-рой состоит в учете материального характера акта наблюдения, в силу к-рого становится невозможным, в явлениях атомного масштаба, отделить влияние средств наблюдения от самого явления (само собой разумеется, что роль средств наблюдения могут играть и природные условия, а не только специально созданные приборы). Построенная на этой основе новая теория явлений атомного масштаба носит название К. м.

1. Противоречия между новыми фактами и классической физикой. Первые факты, содержащие противоречия, стали известны в самом начале наст. столетия (1900 г.), когда Планк предложил свою знаменитую ф-лу для плотности черного излучения. Ф-ла Планка имеет вид

$$\rho_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp\{h\nu/kT\} - 1} d\nu. \qquad (1)$$

Это выражение дает приходящуюся на интервал частот $(\nu, \nu + d\nu)$ энергию единицы объема черного излучения. Кроме скорости света c и постоянной Больцмана k, в ф-лу Планка входит новая универсальная постоянная

$$h = 6{,}624 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}, \qquad (2)$$

к-рая носит назв. постоянной Планка.

Ф-ла Планка может быть истолкована только на основе предположения, что поглощение и испускание света происходят отдельными порциями (квантами света или фотонами) с энергией E и количеством движения $\boldsymbol{p}$:

$$E = h\nu, \qquad (3)$$

$$\boldsymbol{p} = \frac{h}{2\pi}\boldsymbol{k}; \quad (p = h/\lambda), \qquad (4)$$

где ν — частота света, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, а λ — длина волны. Это с особенной ясностью было показано Эйнштейном в 1905 г. Прерывность актов поглощения и испускания находится в очевидном противоречии с не менее твердо установленным волновым характером распространения света, а тем самым и с законами электродинамики, получившими подтверждение в чрезвычайно широком круге явлений (от рентгеновых лучей до радиоволн).

Дальнейшее противоречие возникает при попытке применить ур-ния классич. механики к расчету движения электронов внутри атома в поле положительно заряженного точечного ядра (на основе модели Резерфорда — Бора, см. *Бора теория атома*). Противоречие заключается прежде всего в неустойчивости электромеханич. системы, подобной атому. Вытекающая из законов механики и электродинамики неустойчивость такой системы никак не согласуется с наблюдаемой на опыте резко выраженной устойчивостью атомов, к-рые даже в химич. соединениях сохраняют свои индивидуальные свойства.

Чтобы в какой-то мере приспособить классич. теорию к объяснению опытных фактов, пришлось отступить от требования применимости законов механики и электродинамики к атомным системам. Это было сделано Бором, сформулировавшим в 1913 г. свои постулаты. Согласно первому постулату, существуют стационарные состояния атомной системы, характеризуемые дискретными значениями ее энергии $E_1, E_2, E_3, \ldots$ При этом предполагается, что в каждом из стационарных состояний движение происходит по законам механики, но что постоянные интегрирования не могут принимать любых значений; в частных случаях были предложены формальные методы для их определения (правила квантования). Согласно второму постулату, атомная система в стационарном состоянии не излучает; излучение же происходит при переходе из одного стационарного состояния в другое, причем, согласно закону сохранения энергии, частота излучаемого света связана с разностью уровней энергии по ф-ле, аналогичной (3), а именно:

$$E_2 - E_1 = h\nu_{12}. \qquad (5)$$

В дополнение к своим постулатам Бор сформулировал принцип соответствия, согласно к-рому существует предельный случай (большие квантовые числа), когда ф-лы К. м. переходят в ф-лы классич. механики. Качественно этот предельный случай может быть характеризован неравенством

$$mv^3/w \gg h/2\pi, \qquad (6)$$

где m есть масса электрона, а v и w — параметры, дающие порядок величины его скорости и ускорения в системе отсчета, связанной с ядром.

Постулаты Бора в соединении с его принципом соответствия позволили объяснить и привести в систему большое число экспериментальных фактов; в особенности они помогли расшифровке спектров. Существование стационарных состояний получило прямое подтверждение в *Франка — Герца опытах*. Однако логическая структура теории, построенной на таких противоречивых основаниях, как постулаты Бора, с одной стороны, и классич. ур-ния движения и ур-ния поля — с другой, не могла быть признана удовлетворительной. Неудовлетворительность теории проявлялась и в том, что правила квантования да-

вали верный результат лишь в простейших случаях, когда можно было привести задачу к рассмотрению систем с одной степенью свободы; попытки применить их к более сложным случаям, напр. к атому гелия, приводили к неправильным значениям уровней энергии.

Противоречия между корпускулярными и волновыми представлениями о природе света (между представлением о фотонах и волновой теорией) углубились, когда в 1927 г. было открыто явление дифракции электронов, предсказанное теоретически еще в 1924 г. де Бройлем. Оказалось, что не только свет, но и электричество имеют двоякую природу. С одной стороны, атомизм электрич. заряда был доказан прямыми опытами; более того, при помощи *Вильсона камеры* или фотопластинки можно было заметить след от попадания единичного электрона. В результате представление об электронах как о мельчайших заряженных частицах получило прочный фундамент. С другой стороны, оказалось, что пучок электронов, падающий на кристалл, дает дифракционную картину, к-рую нельзя объяснить иначе, как на основе волновых представлений. В наст. время волновые свойства электронов используются в технике (электронограф, полупроводниковые приборы и др.). Т. о., волновая природа электрона установлена не менее твердо, чем корпускулярная.

II. Основные положения квантовой механики. Выход из этих противоречий был найден на основе К. м. Построение К. м. началось с разработки ее формального математич. аппарата, и лишь впоследствии было постепенно найдено правильное его физич. толкование, потребовавшее, как мы уже говорили, новой постановки задачи описания атомных процессов. Заслуга новой постановки задачи описания явлений атомного масштаба принадлежит прежде всего Н. Бору. Отступая от историч. хода развития теории, мы попытаемся строить здесь изложение К. м., исходя из определенных физич. идей (представляющих развитие идей Бора), а затем уже формулировать эти идеи при помощи соответственного математич. аппарата.

Исходной идеей является, как мы уже упоминали, необходимость более полного и последовательного учета материального характера акта наблюдения.

Материальность акта наблюдения сказывается в том, что данное свойство объекта может проявиться (стать наблюдаемым) только при наличии определенных внешних материальных условий. При этом условия, необходимые для наблюдения одного свойства, могут оказаться несовместными с условиями, необходимыми для наблюдения другого. В случае несовместности соответствующие свойства уже не могут быть скомбинированы в одну наглядную картину объекта. Для крупных объектов и явлений крупного масштаба (по сравнению с атомным) такой опасности не возникает: в принципе можно тогда при практически одних и тех же внешних условиях наблюдать все свойства объекта, поскольку то небольшое изменение внешних условий (напр., путем освещения движущегося тела), к-рое необходимо для наблюдения данного свойства объекта (например, его положения или количества движения), никакой роли в данном явлении (движении тела) практически не играет. Наоборот, для атомных объектов несовместность материальных условий, необходимых для проявления разных свойств объекта, является существенной, и невозможность скомбинировать последние в единую картину объекта (объекта самого по себе) дает ключ к разъяснению тех парадоксов и противоречий, к-рые были перечислены в разделе I.

Чтобы подойти к способам описания атомных объектов, необходимо прежде всего установить границы применимости классич. способа описания, пригодного для объектов более крупных. Характерной чертой классич. способа описания являются полное отвлечение от условий наблюдения и описание явления или объекта самих по себе (точнее, по отношению к определенной системе отсчета). Рассмотрим простейшее явление — движение материальной точки массы m. По классич. механике, состояние движения материальной точки определяется значениями для каждого момента времени ее координат x, y, z и составляющих количества движения $p_x = mv_x$, $p_y = mv_y$, $p_z = mv_z$. Для суждения о том, каковы при учете квантовых эффектов реальные возможности измерения положения и количества движения частицы, существенны соотношения (3) и (4), связывающие энергию и количество движения фотона с его частотой и волновым вектором. Вводя для удобства угловую частоту $\omega = 2\pi\nu$ и новую постоянную

$$\hbar = h/2\pi = 1{,}05 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}, \qquad (7)$$

перепишем соотношения (3) и (4) в виде

$$\boldsymbol{p} = \hbar\boldsymbol{k}; \quad E = \hbar\omega. \qquad (8)$$

Заметим, что уже в самих этих соотношениях отражена и корпускулярная и волновая природа фотона: в левой части (8) стоит количество движения и энергия фотона как частицы, тогда как величины $\boldsymbol{k}$ и ω имеют существенно волновой характер и измерение их возможно на основе интерференционных эффектов. Рассмотрим теперь, следуя Гейзенбергу, воображаемый опыт, состоящий в измерении координаты частицы при помощи микроскопа. Предположим, что предварительно измерено количество движения частицы, а затем измеряется ее координата x. Если микроскоп имеет большое поле зрения (большую апертуру), то неопределенность в координате x частицы будет не менее порядка длины волны или порядка обратной величины волнового вектора, так что мы можем написать $\Delta x \geqslant 1/k$.

Но мы должны учесть, что свет состоит из фотонов, причем для возможности измерения необходимо, чтобы на частицу упал по крайней мере один фотон. При столкновении фотона с частицей он сообщит ей толчок, равный своему количеству движения, а т. к. при большой апертуре направление этого толчка не может быть точно установлено, то при оценке возникающей от толчка неопределенности Δp_x в количестве движения частицы приходится считать ее равной всему количеству движения фотона, т. е. равной $\Delta p_x = \hbar k$.

Произведение величин Δx и Δp_x удовлетворяет неравенству

$$\Delta x \Delta p_x \geqslant \hbar, \qquad (9)$$

в к-рое величина k уже не входит. Другие варианты опыта приводят к тому же результату. Так, если взять микроскоп с малой апертурой $a = \sin\alpha$, то направление толчка может быть установлено в пределах угла α и в составляющей толчка по оси x (перпендикулярной к оси микроскопа) неопределенность будет меньшей, а именно $\Delta p_x = \hbar k \sin\alpha$; но зато ухудшится разрешающая сила микроскопа, к-рая теперь будет $\Delta x \geqslant 1/(k \sin\alpha)$. Произведение неопределенностей будет по-прежнему удовлетворять неравенству (9). Можно вести рассуждения и иначе, учитывая квантовые эффекты не через посредство фотона, а прямо, на основании волновых свойств самой частицы. Во всех случаях мы приходим к неравенству (9). Присоединяя к нему неравенства для составляющих по осям y и z, мы будем иметь

$$\Delta x \Delta p_x \geqslant \hbar; \quad \Delta y \Delta p_y \geqslant \hbar; \quad \Delta z \Delta p_z \geqslant \hbar. \qquad (10)$$

Из этих ф-л можно вывести аналогичное неравенство для энергии и времени, точнее, для неопределенностей в изменении энергии частицы и в моменте времени, когда такое изменение произошло. При этом получается

$$\Delta t \Delta (E' - E) \geqslant \hbar. \qquad (11)$$

К ф-ле (11) можно прийти, напр. рассматривая столкновение данной частицы с нек-рой другой (с пробным телом); тогда t будет моментом столкновения, а $E' - E$ — передача энергии при столкновении. Соотношение (11) можно применить и к испусканию фотона атомной системой; в этом случае t будет моментом испускания, а $E' - E$, изменение энергии системы, будет, по правилу частот Бора, энергией фотона.

Неравенства (10) и (11) наз. неравенствами Гейзенберга, к-рый их впервые вывел и истолковал.

Структура неравенств Гейзенберга такова, что в каждое из них входит по две величины, канонически сопряженные в смысле классич. механики (см. *Канонические переменные*). Можно ожидать, что подобные неравенства будут иметь место и для любой пары канонически сопряженных величин (это и вытекает из аппарата К. м., с известными ограничениями для дискретно изменяющихся величин). Следует также отметить четырехмерную симметрию неравенств Гейзенберга в смысле теории относительности: 3 составляющие количества движения и энергии образуют 1 четырехмерный вектор, а 3 координаты и время — другой.

Мы уже указывали, что классич. описание объекта или процесса есть описание без учета материального характера акта наблюдения, другими словами, это есть описание объекта или процесса «самого по себе». Неравенства Гейзенберга устанавливают предел для возможности такого описания. Отсюда вытекает ограниченная применимость всякого рода классич. моделей, будь то модель частицы или модель волны. В самом деле, модель атомного объекта или процесса представляет попытку уподобить его крупному объекту или процессу, к к-рому уже применимо классич. описание. Поскольку ограничено последнее, ограничена и применимость моделей.

Возникает вопрос, как уточнить способ описания, с тем чтобы он был применим и к атомным процессам, и на каких новых понятиях следует его построить. Несомненно, что при изучении атомных процессов необходимым посредником являются более крупные тела — приборы, действие к-рых должно описываться классически. Атомный объект может проявиться, только провзаимодействовав с прибором. Поэтому за основу описания атомных объектов следует взять их взаимодействия с приборами, т. е. с телами, описываемыми классически. Разумеется, взаимодействие должно происходить при определенных внешних материальных условиях, к-рые также должны характеризоваться классически. Т. о., исходным должно быть изучение результатов взаимодействия атомного объекта с классич. прибором, а уже отсюда можно путем соответствующих абстракций перейти к величинам, более близко характеризующим самый объект.

При данных внешних условиях результат взаимодействия объекта с прибором не является, вообще говоря, предопределенным однозначно, а обладает лишь нек-рой вероятностью. Серия таких взаимодействий приводит к статистике, соответствующей определенному распределению вероятностей. Т. о., в описание атомного объекта, его состояния и поведения вводится существенно новый элемент — понятие вероятности, а тем самым и понятие потенциальной возможности.

Понятие вероятности рассматривалось также и в классич. физике, но оно имело там другой смысл. В классич. физике вероятности вводились тогда, когда условия задачи были не полностью известны и по неизвестным параметрам приходилось производить усреднение. При этом, однако, предполагалось, что в принципе усреднение не обязательно и что всегда возможно такое доуточнение условий, к-рое позволило бы утверждать, что один из возможных результатов наступит с достоверностью, а другие не наступят совсем. Т. о., в классич. физике вероятности отражали неполноту формулировки задачи, неполноту, быть может, практически неизбежную, но в принципе устранимую.

Совсем другой характер имеют вероятности в квантовой физике. Там они необходимы по существу и введение их отражает не неполноту условий, а объективно существующие при данных условиях потенциальные возможности.

Эти потенциальные возможности превращаются в действительность в законченном акте взаимодействия объекта с прибором. Т. о., хотя вероятности относятся к потенциально возможному, т. е. к незавершенному опыту, но основанная на этих вероятностях статистика есть статистика осуществившихся взаимодействий, т. е. завершенных опытов. Рассмотрим это несколько подробнее. Опыт можно мысленно разбить на стадии, и при данной начальной стадии рассматривать различные варианты конечной стадии. Начальная стадия включает в себя как собственно приготовление объекта (напр., электронного пучка), так и взаимодействие объекта с рабочей частью прибора (напр., пропускание пучка сквозь кристалл). Конечная стадия состоит в завершающем акте измерения (напр., в определении места попадания электрона на фотопластинку или в определении толчка, переданного электроном другому телу). Каждому варианту конечной стадии (а тем самым и всего опыта) соответствует свое распределение вероятностей: так, если конечная стадия состоит в измерении координаты электрона, это будет распределение вероятностей для координат, а если она состоит в измерении количества движения электрона, это будет распределение вероятностей для количества движения. Разные варианты конечной стадии, вообще говоря, несовместны, т. к. они требуют взаимно исключающих условий опыта. Тем не менее при одинаковой начальной стадии соответствующие распределения вероятностей друг с другом связаны. Это видно уже из соотношений Гейзенберга, к-рые связывают, грубо говоря, ширину максимумов в кривых распределения для двух канонически сопряженных величин, напр. для x и для p_x.

Новый, квантовомеханич. способ описания атомных объектов должен прежде всего раскрыть присущие объекту в данных условиях потенциальные возможности взаимодействия его с другими телами, в частности с приборами. Говоря более конкретно, требуется найти такой способ описания состояния атомного объекта, к-рый позволял бы, исходя из состояния, соответствующего начальной стадии опыта, получать распределения вероятностей для каждого из вариантов последней его стадии.

Если известно распределение вероятностей для нек-рой величины, то тем самым известен и набор возможных ее значений; поэтому указанная задача включает в себя и определение возможных значений каждой физич. величины, в частности значений уровней энергии.

Если последняя стадия опыта отодвигается во времени, то приходится рассматривать распределения вероятностей для разных значений времени t, но тогда нужно рассматривать и зависимость состояния системы от времени. Поставленная задача включает в себя поэтому формулировку зависимости состояния атомной системы от времени.

III. Математический аппарат квантовой механики. Уже соотношения

$$p = \hbar k; \quad E = \hbar\omega \tag{8}$$

содержат связь между волновыми и корпускулярными величинами. Они позволяют сопоставить частицу, обладающую количеством движения и энергией (8), с волной

$$\psi = \exp\{i(xk_x + yk_y + zk_z - \omega t)\}, \tag{12}$$

другими словами, с волной

$$\psi = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}(xp_x + yp_y + zp_z - Et)\right\}. \tag{13}$$

Такое сопоставление и было сделано де Бройлем в 1924 г. В то время физич. смысл волновой ф-ции ψ был неясен. С точки зрения, развитой в предыдущем разделе, мы должны рассматривать ф-цию ψ как описывающую потенциальные возможности взаимодействия частицы с приборами. В случае ф-ции (13) эти потенциальные возможности таковы, что измерение количества движения должно дать значения (8), тогда как измерение координат может дать, с одинаковой вероятностью, все значения. Важный шаг в построении аппарата К. м. был сделан в 1926 г. Шредингером, к-рый формулировал задачу определения уровней энергии атомной системы как задачу на собственные значения нек-рого оператора (оператора энергии). В случае одной частицы массы m в поле с потенциальной энергией U шредингеровский оператор энергии имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) + U(x, y, z) \tag{14}$$

или, если обозначить через Δ оператор Лапласа,

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U. \tag{15}$$

Т. о., уровни энергии частицы определяются из ур-ния

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U\psi = E\psi. \tag{16}$$

Уровни представляют те значения параметра E, для к-рых ур-ние (16) допускает решения ψ, удовлетворяющие «естественным» граничным условиям. Эти граничные условия формулируются неск. различно для дискретных уровней и для значений параметра E в том интервале, где он может меняться непрерывно. В первом случае (дискретные уровни) ф-ция ψ должна убывать на бесконечности настолько быстро, что интеграл по бесконечному объему

$$N = \int |\psi|^2 dV \tag{17}$$

должен сходиться. Во втором случае (сплошной спектр) интеграл (17) расходится и условия на бесконечности неск. видоизменяются. В обоих случаях ф-ция ψ должна быть конечной, однозначной и непрерывной во всем пространстве.

Если предположить, что ф-ция ψ зависит от времени так же как в случае плоской волны, и учесть соотношение (8) между частотой и энергией, то можно написать

$$\psi = \psi_0(x, y, z)\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}Et\right\}. \tag{18}$$

Тогда можно исключить из ур-ния (16) параметр E, заменив правую часть производной от ψ по времени. Ур-ние Шредингера примет тогда вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}. \tag{19}$$

Ур-нию (16) удовлетворяет ф-ция, описывающая стационарное состояние системы; ур-нию же (19) удовлетворяет и сумма функций вида (18), принадлежащих разным значениям энергии (принцип наложения).

Идея Шредингера о том, что возможные значения энергии представляют собственные значения оператора энергии, может быть применена и к др. величинам. Так, напр., волновая ф-ция де Бройля (13) представляет собственную ф-цию операторов

$$P_x = -i\hbar\frac{\partial}{\partial x}; \quad P_y = -i\hbar\frac{\partial}{\partial y}; \quad P_z = -i\hbar\frac{\partial}{\partial z} \tag{20}$$

для собственных значений p_x, p_y, p_z соответственно. В самом деле, для ф-ции (13) мы имеем

$$-i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial x} = p_x\psi; \quad -i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial y} = p_y\psi; \quad -i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial z} = p_z\psi. \tag{21}$$

Это находится в соответствии с тем, что волновая ф-ция (13) описывает (в указанном выше смысле потенциальных возможностей) состояние с определенным количеством движения.

Результаты, формулированные для энергии и для количества движения, можно обобщить, предположив, что каждой физич. величине можно сопоставить свой оператор так, чтобы его собственные значения давали возможные значения этой величины, а его собственные ф-ции описывали соответствующие состояния системы. К такому же, по существу, сопоставлению пришел еще в 1925 г., независимо от Шредингера, Гейзенберг в своей «матричной механике», названной так потому, что он пользовался представлением операторов в виде бесконечных матриц; правда, Гейзенберг не вводил в явной форме собственных ф-ций операторов, а исходной точкой были «перестановочные соотношения» между операторами (или матрицами); о них мы скажем неск. ниже [ф-ла (25)]. Вскоре Шредингеру удалось доказать математич. эквивалентность между матрицами Гейзенберга и дифференциальными операторами; «матричная механика» Гейзенберга и «волновая механика» Шредингера слились тогда в одну теорию.

Сопоставление операторов физич. величинам позволяет формулировать условия одновременной измеримости разных физич. величин. Если возможно состояние, в к-ром разные величины одновременно имеют определенные значения, то это состояние должно описываться общей собственной ф-цией соответствующих операторов. Условием для этого является, вообще говоря, коммутативность данных операторов, т. е. независимость результата их применения от того порядка, в к-ром они применяются. Если даны операторы A и B, то для совместности ур-ний

$$A\psi = a\psi; \quad B\psi = b\psi \tag{22}$$

необходимо, чтобы по крайней мере для рассматриваемой ф-ции было

$$(AB - BA)\psi = 0. \tag{23}$$

Если ур-ние (23) удовлетворяется не только для рассматриваемой ф-ции, но и для всякой допустимой ф-ции ψ, то можно написать

$$AB - BA = 0, \tag{24}$$

что и выражает коммутативность операторов.

Рассмотрим примеры. Операторы (20), очевидно, коммутируют друг с другом, так как они представляют операторы дифференцирования. Если рассматривать умножение на координаты x, y, z как операторы, то эти операторы также коммутируют (мы оставляем в стороне вопрос о собственной ф-ции этих операторов — сингулярной дельта-функции Дирака). Но если рассмотреть сочетания операторов x, y, z с P_x, P_y, P_z, то коммутативность будет иметь место не всегда. А именно, мы будем иметь:

$$\begin{aligned} xP_x - P_x x &= i\hbar, \\ yP_y - P_y y &= i\hbar, \\ zP_z - P_z z &= i\hbar \end{aligned} \tag{25}$$

(равенство между операторами понимается в смысле равенства между результатами их применения к произвольной ф-ции ψ). Разноименные компоненты операторов $\boldsymbol{r} = (x, y, z)$ и $\boldsymbol{P} = (P_x, P_y, P_z)$ будут коммутировать.

Из данных операторов можно составлять другие по образцу соответствующих классич. величин. Конечно, далеко не всякая комбинация будет иметь физич. смысл, т. е. будет соответствовать величине, к-рая прямо или косвенно может быть измерена. При этом нужно помнить, что в силу неравенств Гейзенберга не существует таких состояний, в к-рых величины $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{P}$ имели бы одновременно определенные значения, и поэтому измерение ф-ций от $\boldsymbol{r}$ и от $\boldsymbol{p}$ не сводится к измерению $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{p}$ в отдельности.

Что касается шредингеровского оператора энергии (15), то он, очевидно, может быть выражен через $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{P}$. Мы будем иметь

$$H = \frac{1}{2m} P^2 + U \tag{26}$$

в соответствии с классич. выражением для полной энергии. Оправдание выражению (26) следует видеть, однако, не в этом соответствии, а в том, что ур-ние Шредингера (16) дает правильные уровни энергии. В тех случаях, когда из оператора, построенного на основе классич. аналогии, уровни получаются неправильно (напр., при наличии магнитного поля), этот оператор следует видоизменить [напр., ввести спин, см. далее ф-лу (42)].

Дальнейшим примером квантовомеханич. операторов, близко соответствующих классич. величинам, могут служить операторы для момента количества движения

$$\begin{aligned} M_x &= yP_z - zP_y, \\ M_y &= zP_x - xP_z, \\ M_z &= xP_y - yP_x. \end{aligned} \tag{27}$$

Эти операторы удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$\begin{aligned} M_yM_z - M_zM_y &= i\hbar M_x, \\ M_zM_x - M_xM_z &= i\hbar M_y, \\ M_xM_y - M_yM_x &= i\hbar M_z. \end{aligned} \tag{28}$$

Т. о., они не коммутируют друг с другом, и соответствующие величины не могут иметь одновременно определенных значений (за исключением случая, когда все 3 составляющие равны нулю, что соответствует сферически симметричному состоянию). Но каждый из операторов (28) коммутирует с оператором

$$\boldsymbol{M}^2 = M_x^2 + M_y^2 + M_z^2 \tag{29}$$

для полного момента количества движения, так что возможны состояния, в к-рых, напр., $\boldsymbol{M}^2$ и M_z имеют определенные значения. Собственные значения $\boldsymbol{M}^2$ равны

$$\hbar^2 l(l+1); \quad (l = 0, 1, 2, \ldots), \tag{30}$$

а при данном l возможными собственными значениями оператора M_z являются

$$\hbar m; \quad (m = 0, \pm 1, \ldots, \pm l). \tag{31}$$

Мы ограничимся приведенными примерами операторов. Общих правил составления операторов для физич. величин указать нельзя. Во всяком случае необходимо, чтобы собственные значения оператора для вещественной физич. величины были вещественны; это требует, чтобы оператор был самосопряженным. Мы увидим дальше, что для описания состояния электрона нужно ввести вместо ψ двухкомпонентную волновую ф-цию: это расширяет класс допустимых операторов.

Волновая ф-ция ψ, удовлетворяющая линейным ур-ниям, является основным понятием К. м., т. к. именно через нее выражаются те распределения вероятностей, к-рые соответствуют различным вариантам конечной стадии опыта при одной и той же начальной стадии. Пусть ψ удовлетворяет ур-ниям (22), т. е. является общей собственной ф-цией операторов A и B для собственных значений a, b. Это значит, что соответствующее начальной стадии опыта состояние ψ таково, что если в конечной стадии будут измерены величины A, B, то для них получатся именно значения a, b (короче, но менее точно можно сказать, что в данном состоянии ψ величины A, B имеют определенные значения a, b). Если же принят другой вариант конечной стадии, позволяющий измерить другие величины, напр. координаты (x, y, z) или количество движения (p_x, p_y, p_z), то для этих величин уже нельзя предсказать определенных значений, а можно указать лишь распределения вероятностей. Согласно основной гипотезе К. м., при данной ф-ции $\psi = \psi(x, y, z)$ вероятность обнаружить частицу в объеме $(x, x + dx; y, y + dy; z, z + dz)$ равна

$$dw_x = \frac{1}{N} |\psi(x, y, z)|^2 \, dx\, dy\, dz, \tag{32}$$

где N есть нормировочный интеграл (17). Другими словами, квадрат модуля волновой ф-ции пропорционален плотности вероятности.

Исходя из той же волновой ф-ции $\psi(x, y, z)$, можно найти распределение вероятностей и для количества движения (эти вероятности будут уже, как мы знаем, относиться к другому варианту последней стадии опыта, несовместному с предыдущим). Чтобы перейти от координат к количеству движения, нужно разложить $\psi(x, y, z)$ по собственным ф-циям количества движения [последние удовлетворяют ур-ниям (21)]. Это разложение имеет вид интеграла Фурье

$$\psi(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \int \exp\left\{\frac{i}{\hbar}(xp_x + yp_y + zp_z)\right\} \times \varphi(p_x, p_y, p_z)\, dp_x dp_y dp_z. \tag{33}$$

При этом будет

$$N = \int |\psi|^2 \, dx\, dy\, dz = \int |\varphi|^2 \, dp_x dp_y dp_z \tag{34}$$

и искомое распределение вероятностей напишется

$$dw_p = \frac{1}{N} |\varphi(p_x, p_y, p_z)|^2 \, dp_x dp_y dp_z. \tag{35}$$

Эту ф-лу следует понимать в смысле, аналогичном ф-ле (32): вероятности относятся не к частице самой по себе, а к частице в том варианте опыта, к-рый позволяет измерять ее количество движения.

Аналогично могут быть получены и распределения вероятностей для др. величин; при этом используется разложение данной волновой ф-ции ψ по собственным ф-циям соответствующих операторов.

Распределения вероятностей (32) и (35) таковы, что неравенства Гейзенберга получаются из них автоматически, при любой допустимой волновой ф-ции. Обозначим через x^0 и p_x^0 средние значения координаты x и количества движения p_x, соответствующие распределениям (32) и (35),

$$x^0 = \int x\, dw_x; \quad p_x^0 = \int p_x\, dw_p. \tag{36}$$

Обозначим, далее, через Δx и Δp_x средние квадратичные отклонения величин x и p_x от их средних значений x^0 и p_x^0, т. е. корни квадратные из выражений

$$(\Delta x)^2 = \int (x - x^0)^2 \, dw_x; \quad (\Delta p)^2 = \int (p - p_x^0)^2 \, dw_p. \tag{37}$$

Тогда из определений (32) и (35) вытекает неравенство

$$\Delta x \Delta p_x \geqslant \hbar/2, \tag{38}$$

т. е. первое из неравенств Гейзенберга (10). Остальные два получаются аналогично. То, что при более точном определении величин Δx и Δp_x как средних квадратичных в правой части (38) появился множитель $^1/_2$, очевидно, не существенно, поскольку неравенства (10) дают только порядок величины.

Вероятностный характер К. м. сближает ее со статистикой. Однако при таком сопоставлении следует помнить, что в К. м. волновая ф-ция отображает объективно существующие в данных условиях потенциальные возможности и описание при помощи волновой ф-ции отнюдь не является неполным (в рамках данной теории). Вероятности в К. м. имеют первичный характер, а не обусловлены наличием к.-л. скрытых параметров.

При сопоставлении К. м. со статистикой часто делают ошибку в выборе статистич. коллектива (ансамбля). В К. м. статистич. ансамблем является совокупность результатов законченных опытов, произведенных при одних и тех же внешних материальных условиях. Результаты опытов, произведенных при разных условиях, не могут принадлежать одному ансамблю. Поскольку распределения вероятностей (32) и (35) относятся к разным (притом несовместным) условиям опыта, они не могут принадлежать к одному ансамблю, несмотря на то, что они получены из одной и той же волновой ф-ции (одинаковость волновой ф-ции отображает одинаковость начальной стадии, а не всего опыта в целом). Т. о., волновая ф-ция еще не характеризует ансамбля.

Тем более не имеет смысла говорить об ансамбле из самих микрочастиц хотя бы потому, что каждая микрочастица в отдельности обладает и корпускулярными и волновыми свойствами. Вывести же эти свойства из рассмотрения ансамбля микрочастиц, таким сочетанием свойств не обладающих, невозможно.

В предыдущих рассуждениях мы рассматривали состояние системы для определенного момента времени t (того момента, к к-рому относится последняя стадия опыта) и потому не указывали явно аргумента t в наших ф-лах. Большой интерес представляет, однако, рассмотрение закона развития состояния ψ во времени (такое рассмотрение соответствует тому, что момент последней стадии опыта считается переменным). Закон изменения во времени определяется дифференциальным ур-нием

$$H\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}, \qquad (39)$$

где H — оператор энергии системы. В том случае, когда оператор энергии имеет вид (15), ур-ние (39) приводится к (19).

Если волновая ф-ция зависит от времени, то, вообще говоря, от него зависят и распределения вероятностей (32) и (35). Однако если зависимость ψ от времени имеет вид (18), то ни dw_x, ни dw_p от времени не зависят и все распределения вероятностей будут стационарными. Но в случае (18) ψ удовлетворяет ур-нию

$$H\psi = E\psi, \qquad (40)$$

т. е. является собственной ф-цией оператора энергии H. Это значит, что состояния с постоянной энергией — стационарны, что согласуется с постулатом Бора, формулированным им еще до возникновения К. м.

Написанный в форме (39) закон изменения состояния во времени представляет ур-ние 1-го порядка по переменной t, и потому состояние ψ в момент времени t однозначно определяется начальным состоянием ψ_0 (для $t = 0$). Если взять в качестве начального состояния такое, в к-ром каждое из распределений (32) и (35) имеет по возможности острый максимум [в пределах, допускаемых неравенствами типа (38)], то это будет соответствовать частице с прибл. известными положением и количеством движения. Если частица свободна ($U = 0$), то распределение вероятностей для количества движения останется без изменения. Распределение же (32) для координат будет меняться так, что положение максимума будет передвигаться со скоростью, соответствующей прибл. определенному количеству движения частицы, острота же максимума будет уменьшаться в соответствии с тем, что начальная скорость не является вполне определенной, а лежит, так сказать, внутри нек-рого конуса. Это обстоятельство (наз. обычно «расплыванием волнового пакета») с особенной ясностью показывает, что волновая ф-ция описывает не частицу «саму по себе», а потенциально возможные взаимодействия ее с теми или иными приборами.

Закон изменения состояния во времени позволяет также написать квантовые ур-ния движения, к-рые связывают оператор L для нек-рой величины с оператором $\dot{L}$ для скорости изменения этой величины во времени. Эти ур-ния имеют вид

$$\dot{L} = \frac{\partial L}{\partial t} + \frac{i}{\hbar}(HL - LH). \qquad (41)$$

Здесь 1-й член в правой части учитывает возможную явную зависимость оператора L от времени.

Закон изменения состояния во времени выражает принцип причинности в К. м.

IV. Применения и обобщения квантовой механики. Применения К. м. к электронам требуют прежде всего учета дополнительной степени свободы — *спина* электрона. Формально эта степень свободы может быть связана с собственным моментом количества движения электрона

$$M_x^* = \frac{\hbar}{2}\sigma_x; \quad M_y^* = \frac{\hbar}{2}\sigma_y; \quad M_z^* = \frac{\hbar}{2}\sigma_z, \qquad (42)$$

к-рый добавляется к орбитальному моменту количества движения M_x, M_y, M_z и удовлетворяет перестановочным соотношениям (28). Входящие в (42) операторы σ_x, σ_y, σ_z носят назв. операторов спина. Они удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} &\sigma_y\sigma_z = -\sigma_z\sigma_y = i\sigma_x; \quad \sigma_x^2 = 1,\\ &\sigma_z\sigma_x = -\sigma_x\sigma_z = i\sigma_y; \quad \sigma_y^2 = 1,\\ &\sigma_x\sigma_y = -\sigma_y\sigma_x = i\sigma_z; \quad \sigma_z^2 = 1 \end{aligned} \qquad (43)$$

и могут быть представлены в виде двухрядных матриц, соответственно чему и волновая ф-ция должна быть двухкомпонентной. Матрицы для операторов спина носят назв. *Паули спиновых матриц*. Собственные значения операторов спина равны ± 1, так что добавочный момент количества движения электрона может принимать значения $\pm\hbar/2$.

При наличии магнитного поля оператор энергии содержит операторы спина. Поэтому наличие спина сказывается на расщеплении уровней в магнитном поле (*Зеемана явление*) и приводит к удвоению уровней.

Двухкомпонентную волновую ф-цию электрона удобно писать в виде

$$\psi = \psi(r, \sigma); \quad \sigma = \pm 1, \quad r = (x, y, z). \qquad (44)$$

Наличие спина играет фундаментальную роль в формулировке многоэлектронной задачи. В случае многих электронов мы имеем

$$\psi = \psi(r_1, \sigma_1; r_2, \sigma_2; \ldots; r_n, \sigma_n), \qquad (45)$$

причем эта ф-ция должна менять знак при перестановке любой пары аргументов (r, σ). Это требование антисимметрии является выражением *Паули принципа*. Ф-ции (45) могут быть выражены через множители, зависящие только от спиновых переменных

(σ_1,..., σ_n), и через ф-ции, зависящие только от координат. Эти последние должны удовлетворять условиям симметрии, вид к-рых зависит от значения результирующего спинового момента количества движения системы электронов (см. *Фока условия симметрии*).

За исключением случая двух электронов (атом гелия), многоэлектронная задача настолько сложна, что требует применения приближенных методов. Наиболее важным из них является метод *самосогласованного поля* (см. *Хартри — Фока метод*). Основная идея метода состоит в том, что каждый электрон атома рассматривается как находящийся в поле ядра и в усредненном поле других электронов. К такой картине можно прийти, выразив многоэлектронную ф-цию (45) через одноэлектронные ф-ции и применяя вариационное начало. Если взять простое произведение одноэлектронных ф-ций, без учета требований симметрии, получатся ур-ния, первоначально предложенные Хартри. Если учитывать принцип Паули (либо требуя антисимметрии волновой ф-ции со спином, либо применяя условия симметрии Фока для координатных волновых ф-ций), то получатся ур-ния с дополнительными членами, учитывающими специфически квантовые силы, происходящие от тождества электронов (см. *Обменное взаимодействие*). Эти ур-ния носят название ур-ний Фока. Расчеты по методу самосогласованного поля с обменом в настоящее время произведены для большинства атомов периодич. системы Менделеева.

Уже в первоначальной форме К. м. применялась к явлениям излучения. В совр. ее форме она позволяет вычислить не только частоты излучаемых линий, но и соответствующие вероятности *квантовых переходов*, определяющие интенсивность излучения. Эти вероятности выражаются через квадраты модулей элементов матриц для дипольного момента атомной системы. Если соответствующие элементы матриц равны нулю, то и вероятности, в данном приближении, равны нулю (запрещенные переходы). В противном случае, т. е. когда элементы матриц не равны нулю, переходы наз. разрешенными. Правила, позволяющие разделить переходы на запрещенные и разрешенные, носят назв. *отбора правил*.

К. м. успешно применяется не только к атомам, но и к молекулам. Она впервые дала обоснование теории валентности и возможность объяснения гомеополярной связи молекул.

Своеобразную область применения К. м. представляет теория столкновений, позволяющая вычислить эффективные сечения частиц по отношению к различным процессам столкновения и рассеяния.

Собственный момент количества движения электрона в единицах $\hbar$ (т. е. спин) равняется $\pm^1/_2$. Для др. частиц возможны и др. значения спина, а именно, либо целые, либо полуцелые значения. При этом свойства частиц с целым спином существенно отличаются от свойств частиц с полуцелым спином. Как показал Паули, первые должны описываться симметричной, а вторые — антисимметричной волновой функцией. Фотоны обладают целым спином. То обстоятельство, что волновая ф-ция непременно должна быть либо симметрична, либо антисимметрична, связано с неразличимостью частиц.

Укажем на нек-рые обобщения К. м. В связи с тем, что фотоны могут поглощаться и испускаться, уже давно Дираком, Паули, Вигнером и др. была разработана теория систем с переменным числом частиц (т. н. вторичное квантование). Для частиц с целым спином, т. н. *бозонов*, удобный метод, получивший в дальнейшем большие применения в теории поля, был предложен Фоком (см. *Фока метод функционалов*). В этом методе рассматривается последовательность волновых ф-ций для одной, двух и т. д. частиц и для этой последовательности строится производящая ф-ция. Одним из применений этого метода является *Тамма—Данкова метод* в теории мезонов.

Волновое ур-ние Шредингера для электрона не учитывает требований теории относительности. Релятивистское обобщение ур-ния было дано Дираком в 1928 г. (см. *Дирака уравнение*). В ур-нии Дирака автоматически учитывалась та степень свободы электрона, к-рая соответствует спину, но, кроме того, в него вошла еще одна степень свободы, формально связанная с возможным изменением знака кинетич. энергии. Эту степень свободы уже нельзя истолковать в рамках задачи одного тела. В дальнейшем Дираку удалось истолковать ее на основе принципа Паули и связать ее с существованием положительно заряженных частиц той же массы, как и электрон, — т. н. позитронов.

Из К. м. и ее релятивистских обобщений возникла квантовая теория излучения (см. *Квантовая электродинамика*), а также совр. *квантовая теория поля*, к-рая, однако, не получила еще вполне удовлетворительной формулировки.

Применения К. м. к различным разделам физики столь обширны, что здесь можно дать лишь краткий и неполный их перечень. К таким применениям относятся: квантовая химия, квантовая статистика, теория теплоемкости, теория кристаллов и твердого тела, их электропроводности и теплопроводности, а также магнитных свойств, теория полупроводников, теории сверхтекучести и сверхпроводимости, теория ядра и мн. др. разделы.

Лит.: 1) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960; 2) Фок В. А., Начала квантовой механики, Л., 1932; 3) Шифф Л., Квантовая механика, 2 изд., пер. с англ., М., 1959; 4) Паули В., Общие принципы волновой механики, пер. с нем., М.—Л., 1947.

В. А. Фок.

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА (философские вопросы). В основе К. м. лежит понимание движущейся материи, т. е. вещества и поля, как обладающей одновременно корпускулярными (дискретными) и волновыми (непрерывными) свойствами. Это понимание расходится с пониманием материи в классич. физике, согласно к-рому материя — это либо совокупность частиц, либо поток волн. М. Планк, впервые формулируя идею квантов (1900), пытался понять их свойства, оставаясь на почве классич. физики. Н. Бор в своей теории атома (1913), вводя условия квантования, вместе с тем сохранял нек-рые основные классич. представления. Только с 1924 г. в квантовой физике постепенно укрепляется мысль, что в теории движения микрообъектов корпускулярные и волновые представления имеют одинаково фундаментальное значение. Синтез корпускулярных и волновых представлений становится еще более полным в квантовой теории поля.

Уже в исторически первых квантовых формулах: $E = h\nu$ и $\boldsymbol{p} = h\boldsymbol{k}/2\pi$ (где E — энергия, $\boldsymbol{p}$ — импульс, ν — частота, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, h — постоянная Планка), при их статистич. трактовке отражается единство корпускулярных (энергия, импульс) и волновых (частота, волновой вектор) величин. Свою развитую форму единство корпускулярных и волновых понятий находит в К. м. в ее математич. аппарате и в правилах связи абстракций, применяемых в этом аппарате, с показаниями приборов. В соответствии с этим следует подчеркнуть, что квантовые величины не сводятся к классич. величинам, хотя имеют сходные с ними черты, а представляют собой величины sui generis.

Качественное отличие законов явлений атомного масштаба от законов макроскопического мира математически выражается в том, что в квантовом форма-

лизме фигурируют символы, к-рые обозначают не числа (как в классич. формализме), а более абстрактные математич. понятия (операторы), вообще говоря, не подчиняющиеся коммутативному закону умножения. Переход от оператора к наблюдаемым в опыте значениям квантовой величины позволяет осуществить волновая ф-ция, к-рая характеризует состояние микрообъекта в определенных условиях.

В К. м. корпускулярные и волновые понятия теряют свою «классическую» независимость и становятся взаимосвязанными, переходящими друг в друга. Это отвечает тем фактам, что движение микрообъектов лишь в определенных случаях приближенно можно трактовать как движение «классических» частиц или распространение «классических» волн, но ни в одном эксперименте микрообъекты никогда не выступают в точности как частицы и волны, с к-рыми имеет дело классич. физика; если брать крайние случаи, то в одних условиях наблюдения микрообъекты ведут себя подобно частицам, в других — подобно волнам. Т. о., при описании явлений атомного масштаба эти явления не могут быть отделены от тех условий, в к-рых они наблюдаются. Это обстоятельство — т. наз относительность к средствам наблюдения (последние фиксируют условия, в к-рых проявляются свойства микрообъектов) — составляет характерную особенность описания в К. м. Если в классич. физике при описании явлений полностью отвлекаются от условий наблюдения, то в К. м. такое отвлечение противоречит ее принципам. Относительность к средствам наблюдения совсем не означает, что понятия К. м., будучи относительными в указанном смысле, не имеют объективного характера. Классич. понятие скорости, напр., тоже относительно (хотя эта «относительность» по своему содержанию не совпадает с относительностью к средствам наблюдения), но оно, как известно, имеет объективный характер.

То, что явления в микромире не укладываются ни в корпускулярную, ни в волновую классич. схемы, а для своего осмысления требуют сочетания корпускулярных и волновых представлений в их синтезе, что понятие состояния и другие физич. понятия, считаемые абсолютными в классич. механике, получают в К. м. своеобразный относительный характер, что при исследовании микроявлений необходимо брать эти явления в неразрывной связи с условиями, в к-рых они протекают, что К. м., обобщая классич. механику, вместе с тем радикально от нее отличается, все это по-новому подтверждает положение диалектич. материализма о том, что не существует никаких неизменных элементов и неизменной сущности вещей, что явлениям и сущностям вещей присущи диалектич. противоречия, что материя неисчерпаема в целом и в своих частях, что все грани в природе подвижны, относительны, выражают приближение человеческого ума к познанию материи.

К. м. дала новое подтверждение также учению диалектического материализма об объективно реальной всемирной связи явлений, малой частичкой к-рой является причинность в обычном ее понимании.

Волновое ур-ние, необходимо связывающее волновую ф-цию для начального момента с волновой ф-цией в более поздние моменты времени, т. е. состояния микрообъекта в различные моменты времени, выражает принцип детерминизма в К. м. Принцип детерминизма в К. м. коренным образом отличается от принципа детерминизма в классической механике (от т. н. детерминизма Лапласа). В соответствии с законами классической механики, на к-рых покоится лапласовский детерминизм, все характеристики всякого последующего события предопределены предшествующим событием. Механич. материализм, превративший классич. механику в догму, пытался изгнать понятие случайности из научной картины мира; если же физике практически приходилось иметь дело со случайностями, то они появлялись в ней якобы за счет недостаточного знания начальных данных. С К. м. несовместима механистская трактовка случайности и возможности (соответственно, статистических и вероятностных понятий). Это явствует из характерной особенности К. м.: в ней допускаются состояния, в к-рых та или другая (определенная в классич. физике) величина не имеет определенного значения, причем не потому, что мы ее не знаем или не умеем определить, а потому, что существование одного определенного ее значения противоречит сущности объекта. В К. м. вероятность служит для характеристики потенциальных возможностей, присущих объекту, а сами вероятности включаются в основные физич. законы.

Специфика понятия квантового состояния в известной мере раскрывается в соотношении неопределенностей, к-рое утверждает: квантовое состояние таково, что в нем не существуют одновременно определенные значения импульса и координаты. Именно потому, что микрообъект имеет двуединую корпускулярно-волновую природу и не есть частица в классич. смысле, его импульс и координата не имеют в один и тот же момент определенного значения.

Соотношение неопределенностей обычно привлекается противниками материализма для доказательства якобы индетерминистичности К. м. Оно или толкуется как выражение индетерминизма микроявлений, или чаще объявляется своего рода обоснованием индетерминистской позиции, поскольку оно делает бессмысленным применение лапласовского детерминизма к явлениям микромира. Но, во-первых, соотношение неопределенностей само по себе не имеет никакого касательства к вопросу об истинности или ложности детерминизма, т. к. оно только раскрывает содержание понятия квантового состояния, а из последнего не следует ни истинность, ни ложность детерминизма. Во-вторых, соотношение неопределенностей действительно лишает смысла применение лапласовского детерминизма к микроявлениям (если нет одновременных определенных значений координаты и импульса, то одновременно определенные значения их не могут быть предсказаны и в будущем). Однако отсюда совсем не вытекает, что К. м. индетерминистична. Детерминизм в физике имеет не одну лапласовскую форму и вообще имеет не только ту форму, к-рая свойственна классич. физике. Всемирная связь явлений не исчерпывается теми или другими представлениями о ней, к-рые сложились на основе знания законов определенного круга явлений. К. м. отразила более глубокие по сравнению с классич. физикой и более общие связи, и она обогатила детерминизм в физике новыми существенными положениями.

Сторонники индетерминистского истолкования К. м. так или иначе обособляют динамич. законы (дающие однозначную предсказуемость событий) от статистич. законов (дающих однозначную предсказуемость только вероятностей событий). Динамические и статистич. законы, взятые сами по себе, не выражают, вообще говоря, достаточно полно закономерностей природы. Только рассмотрение этих законов в определенном единстве позволяет понять законы природы полнее и глубже. Этот диалектич. путь познания закономерностей природы и есть путь развития К. м. и квантовой физики вообще.

В К. м. остается открытым вопрос об основании (причине) квантовой статистичности. Одни авторы считают, что этот вопрос должен быть снят, так как индивидуальные микроявления предсказать нельзя; другие усматривают основание квантовой статистичности в неразрывной связи микроявлений и макрообстановки; третьи думают найти решение этого вопроса,

привлекая нек-рые классич. представления. Следует подчеркнуть, что попытки трактовки К. м. в духе классич. идей оказались неудачными, что и понятно, т. к. в них не учитывается синтез корпускулярных и волновых свойств, присущий квантовой теории.

К. м., как и вся современная физика, подтверждает диалектич. материализм; ее содержание не имеет ничего общего с философским идеализмом и само по себе не дает никаких поводов для идеалистич. выводов. «Шатание мысли» в вопросе об объективности физики — в этом Ленин усматривал суть «физического» идеализма — непосредственно порождается незнанием или игнорированием учеными материалистич. диалектики.

Влияние философского идеализма на К. м. сказалось не только в попытках идеалистич. решения общефилософских вопросов, поставленных К. м., но и в определенной трактовке проблем квантовой теории, в особенности проблемы единства корпускулярных и волновых свойств материи: во-первых, отрицается объективно реальный характер этого единства; во-вторых, субъективируется относительность к средствам наблюдения.

Особенно выпукло это выразилось в допущении неконтролируемого в принципе взаимодействия между микрообъектом и средствами наблюдения. Термин «неконтролируемое взаимодействие», взятый в собственном смысле, — неверный термин, ибо процессы и явления в природе в принципе познаваемы и, следовательно, контролируемы; но у физиков, применявших этот термин, он не имел определенного значения. Выражение «неконтролируемое взаимодействие» — философски ошибочное выражение той истины, что были открыты новые формы материи и движения, к-рые не укладываются в представления о материи и движении классической физики, что объективно реальные связи бесконечно разнообразнее воззрений на них классич. теорий, что законы микроявлений не сводятся к законам классич. механики, т. е. последние не имеют абс. характера, и т. д. Это действительное содержание выражения «неконтролируемое взаимодействие» осталось в тени у физиков, не знающих материалистич. диалектики, а современный позитивизм обыграл этот термин в духе субъективизма. С «неконтролируемым взаимодействием» тесно связаны ошибочные философские утверждения о том, что микрообъект имеет якобы другую «степень реальности», нежели средства наблюдения, что детерминизм (причинность) несовместим с квантовой теорией и др.

В 50-х гг. многие выдающиеся зарубежные физики выступили против позитивистских установок в науке. Одни из них склоняются к философским идеям, родственным объективному идеализму (В. Гейзенберг); другие приближаются к материалистическому и диалектич. воззрению на современную физику и К. м. в частности. Так, Н. Бор не применяет понятия «неконтролируемое взаимодействие», подчеркивает, что описание атомных явлений имеет объективный характер и выступает за причинность в К. м., но в более широком понимании, чем в классич. физике. Термин «дополнительность», сохраненный Бором, обозначает своеобразное отношение опытных данных о микрообъектах, полученных при помощи разных средств наблюдения; эти данные, указывает Бор, хотя кажутся противоречащими друг другу при попытке сочетать их в единую картину, на самом деле исчерпывают все, что можно узнать об объекте.

Идеалистич. позиция в философских проблемах К. м. находит свое выражение также в субъективизации понятия относительности к средствам наблюдения. Существующая в К. м. необходимость рассматривать явления в микромире в неразрывной связи с условиями, в к-рых они протекают (эти условия при экспериментальных исследованиях реализуются средствами наблюдения), трактуется с этой позиции т. о., будто наблюдатель, т. е. проводимые им наблюдения и измерения являются источником квантовых законов. Эта трактовка, приписывающая измерению и наблюдению несвойственное им содержание, ведет к философским ошибкам. Следует отметить, что у многих физиков эти ошибки связаны не столько с сознательно принимаемой идеалистич. установкой, сколько с применением неправильно выбранных терминов. Существенно здесь замечание Бора, к-рый, придавая большую важность вопросу о выборе терминологии в новой области исследования, считает, что в К. м. термин «измерение» должен употребляться в своем прямом смысле и высказывается против применения таких выражений, как «наблюдение возмущает явление» и «измерение создает физические атрибуты объектов».

Субъективистская точка зрения на К. м. доводится до конца т. н. операционализмом, для к-рого свойство, относящееся к микрообъекту, не столько присуще последнему, сколько есть нечто, определяемое измерительной операцией. Согласно этому взгляду, электрон и другие микрообъекты не существуют независимо от познающего их человека, а «вызываются, благодаря эксперименту, из хаоса или небытия». Ошибочная точка зрения операционализма (как и всего современного идеализма) на К. м. опровергается теорией и практикой современной физики.

Лит.: 1) Александров А. Д., О смысле волновой функции, «ДАН СССР», 1952, т. 85, № 2; 2) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 2 изд., М.—Л., 1949; гл. 24, § 129; 3) его же, Критика идеалистического понимания квантовой теории, «УФН», 1951, т. 45, вып. 2; 4) Бом Д., Причинность и случайность в современной физике, пер. с англ., М., 1959; 5) Бор Н., Атомная физика и человеческое познание, пер. с англ., М., 1961; 6) Вавилов С. И., Развитие идеи вещества, Собр. соч., т. 3, М., 1956; 7) его же, Философские проблемы современной физики, в сб.: Философские вопросы современной физики, М., 1952; 8) Бройль Л. де, Интерпретация волновой механики, в сб.: Философские вопросы современной физики, М., 1958; 9) Гейзенберг В., Философские проблемы атомной физики, М., 1953; 10) Гейзенберг В., Развитие интерпретации квантовой теории, в сб.: Нильс Бор и развитие физики, под ред. В. Паули, [пер. с англ.], М., 1958; 11) Ланжевен П., Современная физика и детерминизм, Избр. произв., пер. с франц., М., 1949; 12) Омельяновский М. Э., Философские вопросы квантовой механики, М., 1956; 13) Терлецкий Я. П., Динамические и статистические законы физики, М., 1950; 14) Фок В. А., Об интерпретации квантовой механики, в сб.: Философские вопросы современной физики, М., 1959; 15) его же, Критика взглядов Бора на квантовую механику, в сб.: Философские вопросы современной физики, М., 1958; 16) Проблема причинности в современной физике, М., 1960; 17) Вопросы причинности в квантовой механике. Сб. пер., М., 1955; 18) Философские проблемы современного естествознания. Тр. Всесоюзного совещания по философским вопросам естествознания, М., 1959; 19) «Dialectica», 1948, v. 7—8; 20) Heisenberg W., Physik und Philosophie, [Fr./M., 1959]; 21) Reichenbach H., Philosophic foundations of quantum mechanics, Berkeley — Los Angeles, 1946. *М. Э. Омельяновский.*

КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА (квантовая электроника) — раздел радиофизики, в к-ром исследуются проблемы генерации, усиления и индикации электромагнитного излучения с помощью квантовых систем.

Основным явлением, лежащим в основе К. р., служит *индуцированное излучение* квантов возбужденными квантовыми системами: атомами, молекулами, ионами и т. д., совокупность к-рых находится в особом термодинамически неравновесном состоянии — состоянии с т. н. *отрицательной температурой* (см. также *Квантовые генераторы*).

К. р. решила 3 чрезвычайно важные задачи: 1) создание высокостабильных *молекулярных генераторов*, а также атомных стандартов частоты; 2) резкое повышение чувствительности радиоаппаратуры благодаря низкому уровню шумов в квантовых усилителях; 3) разработку генераторов монохроматич. излучения в оптич. и инфракрасном диапазоне частот (*оптические генераторы*). К. р. является сравнительно новым

разделом радиофизики. Впервые проникновение квантовых методов в радиофизику началось в 40-х гг. в связи с развитием радиоспектроскопии. Этими работами было, по существу, заложено начало К. р. Однако выделение К. р. в самостоятельный раздел радиофизики началось после создания первых молекулярных генераторов, использующих спектральные линии молекул аммиака [1954 г., Физический институт АН СССР (Н. Г. Басов, А. М. Прохоров) [1] и Колумбийский университет в США (Ч. Таунс, Дж. Гордон, Г. Цайгер) [2]]. Дальнейшее развитие К. р. ознаменовалось разработкой в 1957—1958 гг. квантовых парамагнитных усилителей [3—5]. В 1957—1958 гг. было дано обоснование принципов работы и устройства квантовых генераторов в оптич. и инфракрасном диапазоне волн [6—8]. В 1960—1961 гг. созданы первые генераторы оптич. и инфракрасного излучения [9—11].

Лит.: 1) Басов Н. Г., Прохоров А. М., «ЖЭТФ», 1954, т. 27, вып. 4 (10), с. 431; их же, «УФН», 1955, т. 57, вып. 3, с. 485; 2) Gordon J. P., Zeiger H. J., Townes C. H., «Phys. Rev.», 1954, v. 95, № 1, p. 282; их же, там же, 1955, v. 99; № 4, p. 1264; 3) Зверев Г. М., Корниенко Л. С., Маненков А. А., Прохоров А. М., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 6, с. 1660; 4) Bloembergen N., «Phys. Rev.», 1956, v. 104, № 2, p. 324; 5) Scovil H. E. D., Feher G., Seidel H., там же, 1957, v. 105, № 2, p. 762; 6) Прохоров А. М., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 6, с. 1658; 7) Басов Н. Г., Вул Б. М., Попов Ю. М., там же, 1959, т. 37, вып. 2, с. 587; 8) Schawlow A. L., Townes C. H., «Phys. Rev.», 1958, v. 112, № 6, p. 1940; 9) Maiman T. H., «Nature», 1960, v. 187, № 4736, p. 493; 10) Javan A., Bennett W. R., Herriott D. R., «Phys Rev.», 1961, v. 6, № 3, p. 106; 11) Sorokin P. P., Stevenson M. J., там же, 1960, v. 5, № 12, p. 557; 12) Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М., «УФН», 1960, т. 72, вып. 2, с. 161.

О. Н. Крохин.

КВАНТОВАЯ СТАТИСТИКА — см. *Бозе — Эйнштейна статистика, Ферми — Дирака статистика, Статистическая физика.*

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ МАГНЕТИЗМА — см. *Магнетизм.*

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ МНОГИХ ТЕЛ — раздел *квантовой механики*, в к-ром изучаются свойства систем, содержащих более чем 1 частицу. В общем случае число частиц в системе не является постоянным, т. к. если кинетич. энергия превышает массу покоя к.-л. частиц, то возможна генерация новых частиц и вообще взаимные превращения частиц.

Однако при достаточно малых энергиях число частиц, имеющих не равную нулю массу покоя, остается неизменным. Соответственно этому такая система может быть исследована с помощью нерелятивистской квантовой механики. В противном случае необходимо использовать релятивистскую квантовую механику и квантовую теорию поля.

Общие соотношения. Состояние нерелятивистской системы с постоянным числом N частиц описывается *волновой функцией* Ψ, зависящей от координат $\boldsymbol{r}_i$ и спинов s_i всех входящих в систему частиц и от времени:

$$\Psi = \Psi(t;\ \boldsymbol{r}_1,\ s_1;\ \boldsymbol{r}_2,\ s_2;\ \dots;\ \boldsymbol{r}_N,\ s_N) \qquad (1)$$

(а если частица характеризуется еще к.-л. внутренними переменными, напр. *изотопическим спином*, то и от этих переменных для каждой из частиц). Квадрат модуля Ψ определяет плотность вероятности $W\ (t;\ \boldsymbol{r}_1,\ s_1;\ \boldsymbol{r}_2,\ s_2;\ \dots;\ \boldsymbol{r}_N,\ s_N)$ того, что в данных условиях в момент времени t частица 1 будет локализована в точке пространства $\boldsymbol{r}_1$ со значением проекции (на нек-рое условное направление) спина s_1, частица 2 — в точке $\boldsymbol{r}_2$ с проекцией спина s_2 и т. д.

Т. о., волновая ф-ция задается в многомерном конфигурационном пространстве $3N$ пространственных координат, времени и N дискретных (принимающих $2s+1$ значений, где s — спин частицы) спиновых координат. В частном случае совершенно невзаимодействующих частиц различной природы эта ф-ция имеет вид произведения N отдельных ф-ций для каждой из частиц (мультипликативная форма волновой ф-ции)

$$\Psi = \psi_1\ (t;\ \boldsymbol{r}_1,\ s_1)\ \psi_2(t;\ \boldsymbol{r}_2,\ s_2)\dots\psi_N(t;\ \boldsymbol{r}_N,\ s_N). \qquad (2)$$

Независимые частицы, образующие систему, находятся каждая в своем состоянии с волновой ф-цией ψ_i. Здесь вероятность осуществления данного распределения частиц в пространстве и по спинам есть произведение независимых вероятностей для каждой из частиц:

$$W\ (t;\ \boldsymbol{r}_1,s_1;\ \boldsymbol{r}_2,s_2\ ;\ \dots;\ \boldsymbol{r}_N,s_N) = |\Psi|^2 = \prod_{i=1}^{N} |\psi_N\ (t;\boldsymbol{r}_i,s_i)|^2 = \prod_{i=1}^{N} w\ (t;\ \boldsymbol{r}_i,s_i), \qquad (3)$$

где

$$w\ (t;\boldsymbol{r}_i,s_i) = |\ \psi_i\ (t;\boldsymbol{r}_i,s_i)\ |^2 \qquad (4)$$

— вероятность локализации i-й частицы в момент t в точке $\boldsymbol{r}_i$ с проекцией спина s_i. Такое же распадение на независимые вероятности имеет место в этом специальном случае для вероятностей значений любых физ. величин.

Однако подобное отсутствие всякой корреляции движения — редко встречающийся, особый случай. Вообще же координаты отдельных частиц входят в Ψ более сложным образом. При этом возможны 2 причины возникновения взаимозависимости частиц: наличие сил взаимодействия и тождественность частиц (см. *Паули принцип*).

Силы взаимодействия приводят к тому, что *Шредингера уравнение*, к-рому подчиняется Ψ (оно является ур-нием в многомерном пространстве), содержит члены взаимодействия, не допускающие разделения переменных разных частиц и решения ур-ния в виде произведения ф-ций отдельных частиц (2). При этом энергия E_i, квадрат и проекция момента количества движения L_i^2, L_{iz} и др. характеристики отдельной частицы уже не являются интегралами движения и не имеют определенных значений, т. к. их операторы $\hat{H}_i$, $\hat{L}_i^2$, $\hat{L}_{iz}$ и т. д. не коммутируют с полным *гамильтонианом* системы. Однако полная энергия, а также проекция и квадрат полного момента количества движения $L_z = \sum_{i=1}^{N} L_{iz}$, $\hat{L}^2 = \sum_{i=1}^{N} (L_{ix}^2 + L_{iy}^2 + L_{iz}^2)$ и т. п. будут такими интегралами в отсутствие внешнего поля (или в центрально-симметричном внешнем поле). Решение ур-ния Шредингера становится, вообще говоря, весьма сложным и его ищут приближенными методами. Эта чисто математич. проблема приобретает принципиальное значение.

Правда, всегда можно выделить движение системы как целого и затем рассматривать внутр. движение в системе, для к-рого число степеней свободы меньше исходного на 3. В частности, при этом проблема двух тел ($N = 2$) находит полное и строгое решение. Именно, задача об относительном движении двух частиц массы m_1 и m_2 сводится к задаче движения одной «эффективной» частицы с приведенной массой $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$. Подобный переход к координатной системе центра инерции в случае $N \geqslant 3$ можно осуществить с помощью координат Якоби (см. [1], § 102).

Корреляция движения частиц, в частности невозможность приписать каждой частице свое особое состояние, возникает также и в том случае, если нек-рые из частиц или все они являются частицами одного

типа. Так, в атоме порядкового номера Z имеется Z электронов, в его ядре — Z протонов и т. д. Вследствие полной тождественности частиц одного типа волновая ф-ция системы должна обладать совершенно определенными свойствами симметрии относительно взаимной перестановки всех координат любой пары таких частиц. Именно, если эти частицы обладают полуцелым спином (частицы Ферми, или фермионы: электроны, нуклоны, μ-мезоны и т. п.), то Ψ должна менять знак при одновременной перестановке троек пространственных координат и спинов. Если спин частиц — целый (частицы Бозе, или бозоны: α-частицы, дейтоны, π-мезоны и т. д.), то Ψ не должна никак меняться при этой перестановке. Даже при пренебрежении потенциальной энергией взаимодействия это требование симметрии не позволяет приписывать Ψ мультипликативную форму (2).

Так, в системе из двух одинаковых невзаимодействующих частиц, находящихся в состоянии $\varphi_{n_1}(1)$ и $\varphi_{n_2}(2)$, если эти частицы — бозоны, волновая ф-ция симметрична и имеет вид

$$\Psi^s_{n_1n_2}(1,2)=\frac{1}{\sqrt{2}}\{\varphi_{n_1}(1)\varphi_{n_2}(2)+\varphi_{n_1}(2)\varphi_{n_2}(1)\}; \quad (5)$$

если же частицы — фермионы, то ф-ция антисимметрична и имеет вид

$$\Psi^a_{n_1n_2}(1,2)=\frac{1}{\sqrt{2}}\{\varphi_{n_1}(1)\varphi_{n_2}(2)-\varphi_{n_1}(2)\varphi_{n_2}(1)\} \quad (6)$$

(здесь цифра 1 или 2 в скобке означает совокупность всех координат 1-й или, соответственно, 2-й частицы). Очевидно, в этом случае нельзя говорить, что к.-л. частица находится в определенном состоянии.

Далее, как видно отсюда, при $n_1 = n_2$ симметричная ф-ция (5) отлична от нуля, а антисимметричная ф-ция (6) тождественно равна нулю. Др. словами, в системах Ферми частиц невозможны случаи, при к-рых 2 (даже невзаимодействующие) частицы находятся в одинаковом квантовом состоянии.

В общем случае, когда имеют место также и силы взаимодействия, из всех волновых ф-ций Ψ, являющихся решениями ур-ния Шредингера, должна быть выбрана ф-ция, обладающая соответствующей симметрией. Этого всегда можно достигнуть, образовав (для системы N тождественных частиц) в случае Бозе частиц линейную комбинацию

$$\Psi^s=\frac{1}{\sqrt{N!}}\sum_p p\Psi(t;\ \boldsymbol{r}_1,s_1;\ \boldsymbol{r}_2,s_2;\ldots;\ \boldsymbol{r}_N,s_N), \quad (7)$$

а в случае Ферми частиц — комбинацию

$$\Psi^a=\frac{1}{\sqrt{N!}}\sum_p(-1)^p P\Psi(t;\ \boldsymbol{r}_1,s_1;\ \boldsymbol{r}_2,s_2;\ldots;\ \boldsymbol{r}_N,s_N). \quad (8)$$

Здесь $P\Psi$ обозначает, что в Ψ произведена к.-л. перестановка четверок координат $\boldsymbol{r}$, s; $(-1)^p$ равно $+1$, если эта перестановка получена четным числом транспозиций из исходной последовательности, и равно -1, если число транспозиций нечетно. Сумма взята по всем возможным перестановкам. Если силы взаимодействия отсутствуют и справедлива ф-ла (2), то Ψ^a (8) превращается в детерминант:

$$\Psi^a=\frac{1}{\sqrt{N!}}\begin{vmatrix}\psi_1(t;\ \boldsymbol{r}_1,s_1)\ \psi_1(t;\ \boldsymbol{r}_2,s_2)\ldots\psi_1(t;\ \boldsymbol{r}_N,s_N)\\ \psi_2(t;\ \boldsymbol{r}_1,s_1)\ \psi_2(t;\ \boldsymbol{r}_2,s_2)\ldots\psi_2(t;\ \boldsymbol{r}_N,s_N)\\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\ \psi_N(t;\ \boldsymbol{r}_1,s_1)\ \psi_N(t;\ \boldsymbol{r}_2,s_2)\ldots\psi_N(t;\ \boldsymbol{r}_N,s_N)\end{vmatrix} \quad (9)$$

Если 2 состояния отдельных частиц совпадают, $\psi_i \equiv \psi_j$, то Ψ^a исчезает, как и в частном случае $N=2$ в ур-нии (6).

Свойства систем, состоящих из фермионов, существенно отличаются от свойств систем, состоящих из бозонов. Эти различия особенно значительны, когда речь идет об очень большом числе частиц и темп-ра системы ниже нек-рой характерной для данной системы темп-ры, наз. *вырождения температурой*.

Для системы Ферми частиц характерно, что при понижении темп-ры ее энергия стремится не к нулю, а к нек-рому пределу. Так, напр., в системе невзаимодействующих частиц, согласно принципу Паули, даже при нулевой темп-ре частицы не могут все оказаться на низшем уровне и должны располагаться по различным состояниям, заполняя их от низшего до нек-рого верхнего. Соответствующую суммарную энергию системы называют нулевой энергией. При большой плотности частиц нулевая энергия очень велика.

В системе же Бозе частиц не действует принцип Паули, и все частицы при абс. нуле находятся в одном и том же наинизшем состоянии. При приближении к абс. нулю, начиная с нек-рой темп-ры, все большее число частиц переходит на нулевой уровень. Это скапливание частиц на одном энергетич. уровне называют *Бозе — Эйнштейна конденсацией*. В нек-рых системах Бозе частиц наблюдается явление сверхтекучести (система, состоящая из атомов *гелия* He^4 при темп-ре $T \leqslant T_{\text{крит}}$).

При темп-рах, значительно превышающих темп-ру вырождения, различие в свойствах систем Ферми и Бозе частиц уменьшается и термодинамич. свойства системы (давление, темп-ра и др.) могут описываться законами классич. статистич. физики. В общем же случае для них справедливы соответственно т. н. *Ферми — Дирака статистика* и *Бозе — Эйнштейна статистика*, лишь при высоких темп-рах переходящие в *Больцмана статистику*.

Приближенные методы. Приближенные методы определения волновой ф-ции Ψ (1) при $N \geqslant 3$ разнообразны, и плодотворность того или иного метода зависит от конкретных физ. условий в данной системе.

а) Если взаимодействие является слабым (его энергия мала по сравнению с энергией каждой частицы), то эффективна *возмущений теория*. Гамильтониан системы $\hat{H}$ всегда может быть представлен в виде

$$\hat{H}=\sum_{i=1}^{N}\hat{H}_i+\sum_{i\neq j}\hat{V}_{ij}, \quad (10)$$

где $\hat{H}_i$ — гамильтониан i-й частицы, зависящий только от ее координат, $\hat{V}_{ij}$ — оператор взаимодействия i-й и j-й частиц. За нулевое приближение берут решение ур-ния Шредингера, полученное при отбрасывании $\sum V_{ij}$ и симметризованное согласно (7) или (8). Для системы тождественных фермионов оно сводится к (9), где ψ_i — решения ур-ний $\hat{H}_i\psi_i = E_i\psi_i$, а $\sum\hat{V}_{ij}$ рассматривается как возмущение. В атомах и ядрах взаимодействие обычно не настолько мало, чтобы этот метод давал хорошую точность.

б) Метод самосогласованного поля с обменом (метод Хартри — Фока) состоит в том, что решение представляют в виде соответственно симметризованной мультипликативной ф-ции, напр. для электронов в многоэлектронном атоме в виде (9) при $N = Z$ (Z — заряд ядра атома), где ψ_i являются решениями ур-ния для отдельной частицы, учитывающего, однако, взаимодействие с др. частицами посредством нек-рого эффективного оператора $\hat{V}_i$, зависящего только от переменных данной частицы. Этот оператор представляет собой суммарное взаимодействие с другими ча-

стицами, определенным образом усредненное по их состояниям. Этот метод обладает значительной точностью в применении к атомным системам, напр. при расчете энергетич. уровней атома. Менее точны определяемые таким способом волновые ф-ции.

в) Вариационный метод основывается на том факте, что истинные волновые ф-ции обращают в минимум интеграл

$$E = \int \Psi^* \hat{H} \Psi \, d\tau, \qquad (11)$$

где E — энергия низшего уровня системы, $d\tau$ — произведение дифференциалов всех координат (предполагается также, что выполняется суммирование по спиновым переменным) при условии

$$\int \Psi^* \Psi \, d\tau = 1 \qquad (12)$$

(ур-ние Шредингера есть *Эйлера уравнение* этой вариационной проблемы). Поэтому, задавая Ψ в виде нек-рой произвольно выбранной ф-ции с тем или иным числом варьируемых параметров и минимизируя E по этим параметрам, можно найти приближенно E и Ψ. С помощью вариационного метода Хиллераас вычислил с большой точностью энергию основного состояния атома гелия и др. ионов, содержащих 2 электрона. Успех применения этого метода определяется удачным подбором варьируемой ф-ции.

г) Для фермионных систем с достаточно большой плотностью при достаточно плавном пространственном изменении потенциала, напр. для многоэлектронных атомов, ряд характеристик может быть определен статистич. *Томаса — Ферми методом*, отличающимся особенной простотой, но значительно более грубым, чем указанные выше. Этот метод не позволяет определить волновые ф-ции и дает только суммарное пространственное распределение плотности частиц, а также энергию и нек-рые другие параметры. Метод основан на рассмотрении (в каждом элементе объема системы) равновесия вырожденного фермионного газа в поле потенциала, создаваемого частицами, расположенными в др. элементах объема.

Наконец, существуют частные разновидности этих методов, приспособленные к рассмотрению конкретных проблем (напр., метод Гайтлера — Лондона в теории устойчивости молекулы водорода).

Системы с переменным числом частиц. Все сказанное относилось к системе с постоянным числом частиц, но даже и в этом случае система не всегда описывается волновой ф-цией Ψ. Именно, если рассматриваемая система является частью более обширной системы (напр., газ в термостате), то эта часть не имеет определенной волновой ф-ции, но описывается *матрицей плотности*.

Система с переменным числом частиц, по необходимости являющаяся релятивистской системой, описывается функционалом (см. *Фока метод функционалов*), служащим волновой ф-цией в случае переменного числа измерений. Обобщение на этот случай волнового ур-ния Шредингера и всего аппарата квантовой механики дает т. н. метод вторичного квантования. В этом методе волновая ф-ция отдельной частицы $\psi(x)$ является не только ф-цией координат r, s, но и оператором $\hat{\psi}$ по отношению к новому независимому переменному — числу частиц. Действуя на функционал, описывающий систему, такой оператор (оператор уничтожения) уменьшает на единицу число частиц в точке x, а оператор, к нему сопряженный, $\hat{\psi}^+$ (оператор рождения) увеличивает число частиц на единицу. Они являются, т. о., операторами в «пространстве чисел заполнения» и соответственно удовлетворяют *коммутационным соотношениям*, различным для частиц Бозе и для частиц Ферми. Величина $\hat{\psi}^+\hat{\psi} = n$ представляет собой диагональный оператор, собственные значения к-рого — целые числа, указывающие число частиц при данном возбуждении системы. Все физ. величины представляются операторами в пространстве чисел заполнения. К. т. м. т. для переменного числа частиц представляет собой квантовую теорию взаимодействующих полей (см. *Квантовая теория полей*).

Два случая — постоянного и переменного числа частиц — в действительности никогда строго не разделяются. Поскольку существуют частицы с массой покоя, равной нулю, напр. фотоны, эти частицы могут рождаться в системе заряженных частиц при сколь угодно малой кинетич. энергии. Изложенные выше методы нерелятивистской теории имеют смысл в тех случаях, когда излучением можно пренебречь или когда речь идет об устойчивой системе (атом, молекула), в к-рой достаточно рассматривать электростатич. поля, не учитывая, напр., т. н. *радиационные поправки*.

Но и в этом случае иногда плодотворны и даже необходимы методы квантовой теории поля, в частности вторичное квантование. Здесь необходимо различать два этапа.

Во-первых, эти методы были применены уже в 1-е годы существования квантовой механики, в проблеме взаимодействия электронов с ионами в кристаллич. решетке. Именно, тепловые колебания ионов вблизи их положений равновесия в совокупности могут быть описаны как прохождение упругих волн по решетке, причем учет квантового характера этих колебаний сводится к вторичному квантованию нормальных колебаний решетки. В результате состояние возбуждения решетки описывается как присутствие того или иного набора квантов упругих волн — *фононов*, способных рождаться и исчезать в результате взаимодействия электронов с остовом кристаллич. решетки. Эти кванты во всех отношениях имеют свойства частиц с нулевой массой покоя. Они представляют собой частный случай *квазичастиц*.

Во-вторых, в последние годы глубокое развитие квантовой теории взаимодействующих полей, в частности развитие ее математич. аппарата (метод *Грина функций*, техника *Фейнмана диаграмм* и т. д.), породило новый подход к нерелятивистским системам, состоящим из большого числа взаимодействующих частиц (плазма, электроны в металле, проблема сверхпроводимости и т. п.). Эти методы позволили далеко продвинуться в изучении энергетич. спектра системы частиц, в частности выявить те черты специфически *коллективного взаимодействия*, к-рые принципиально не сводятся к слабому парному взаимодействию частиц. Примером здесь может служить теория сверхпроводимости. Физ. основы этой теории, первоначально намеченные с помощью обычного вариационного метода, приобрели строгую форму и получили всестороннее развитие благодаря применению нек-рых методов квантовой теории полей (подробнее см. ниже). *А. С. Давыдов.*

Полевые методы. Полевые методы К. т. м. т. имеют ряд преимуществ по сравнению с обычными. Им свойствен единый подход к самым различным физ. задачам. Благодаря этому мн., на первый взгляд не имеющие между собой ничего общего, старые методы — методы Хартри — Фока, Томаса — Ферми, Дебая — Хюккеля (см. *Дебаевский радиус экранирования*) и др. — получают ясное истолкование как различные приближения к точным полевым ур-ниям. Это позволяет строго выявить пределы применимости указанных методов и вычислить соответствующие поправки.

Далее, немаловажное практическое значение, особенно в случае систем с достаточно сильным взаимодействием, имеет большая компактность и сравнительная простота полевых методов. Наконец, полевые

методы оказались в высокой степени адекватными таким важным физ. понятиям, как квазичастицы или возбуждения, к-рые широко применяются при описании систем сильно взаимодействующих частиц (т. н. коллективное описание).

Возможность применения полевых методов для описания систем многих частиц заложена в методе вторичного квантования. Здесь понятие частицы отступает на задний план: основным является понятие квантованного поля $\psi(x)$. Что же касается частиц, то они выступают как кванты этого поля, а процесс взаимодействия между частицами сводится к последовательным актам уничтожения частиц в одном состоянии и рождения их в др. В случае системы Ферми частиц и состояния, близкого к полному вырождению, удобно перейти к т. н. дырочному описанию: считать за особую частицу «дырку» — отсутствие исходной частицы на уровне, расположенном ниже границы заполнения Ферми (см. *Ферми поверхность*). При этом возбуждение системы, т. е. переход частицы через границу Ферми в незаполненную зону, может трактоваться как рождение пары: частицы и дырки — античастицы. Существенно, что эта аналогия с квантовой теорией поля носит не только качественный характер. Ур-ние Шредингера в представлении вторичного квантования в точности совпадает с ур-нием для квантованного поля $\psi(x)$, полученным по общим правилам квантовой теории поля. Правда, эта аналогия не является полной. Прежде всего, в нерелятивистской К. т. м. т. нет трудностей с расходимостями (бесконечностями), свойственных релятивистской теории поля (иногда расходимости появляются за счет неправомерного применения теории возмущений — т. н. «инфракрасная катастрофа»; правильный учет членов высшего порядка полностью устраняет такого рода трудности).

Далее, в отличие от квантовой теории поля, в теории многих тел резко нарушена зарядовая симметрия, т. е. симметрия между частицами и дырками. Здесь область энергетич. спектра, отвечающая античастицам — дыркам, всегда конечна, в то время как область, отвечающая частицам, имеет бесконечную ширину. Поэтому ряд общих теорем квантовой теории поля, основанных на указанной симметрии, в частности теорема Фарри, теряют свою силу.

Несмотря на отсутствие расходимостей в квантовой теории мн. тел, в ряде случаев необходима перенормировка (см. *Перенормировка заряда, массы*) величин, характеризующих зависимость энергии от импульса (т. н. закон дисперсии частиц) и их взаимодействия (в частности, массы, константы связи и т. п.). В квантовой теории поля, напр. в электродинамике, различают понятия «затравочной массы» электрона и реально появляющейся на опыте «полной» перенормированной массы, возникающей благодаря всегда присутствующему взаимодействию частицы с собственным полем. Выражая затравочную массу через перенормированную, мы одновременно устраняем расходимости. Однако главный смысл перенормировки состоит не в устранении расходимостей, а в правильном отождествлении величин, фигурирующих в аппарате теории, с наблюдаемыми величинами. Поэтому необходимо выяснить, к каким частицам — свободным или взаимодействующим с системой — относятся те характеристики, с к-рыми имеют дело в опыте. Напр., перенормировка скорости фонона за счет взаимодействия с системой электронов обязательна, т. к. мы не можем в принципе говорить о фононе, рассматриваемом вне вещества. В то же время для электронов, входящих в состав металла, перенормировка необязательна, т. к. хорошо известны опытные данные о массе и законе взаимодействия изолированных электронов. Нужно, впрочем, отметить, что и в случае электронов металла понятие перенормированной массы (ее роль играет эффективная масса, по существу являющаяся массой квазичастицы) приносит определенную пользу. Однако эту массу в конечном счете приходится выражать (если не говорить о феноменологич. подходе) через массу свободной частицы, а не наоборот, как в случае теории поля.

Переходя к изложению аппарата К. т. м. т., остановимся прежде всего на теории возмущений, применимой в тех случаях, когда энергия взаимодействия между частицами мала по сравнению с их кинетич. энергией. Полевая формулировка теории возмущений основана на использовании аппарата *матрицы рассеяния*. Она проще обычной шредингеровской теории возмущений, хотя и не содержит ничего принципиально нового по сравнению с ней. Упрощение достигается, в частности, использованием техники *Фейнмана диаграмм* и соответствующих правил построения матричных элементов S-матрицы (правил Фейнмана).

Даже если взаимодействие не мало по сравнению с кинетич. энергией (соответствующий безразмерный параметр больше или порядка единицы), в системе, содержащей очень много частиц, встречаются случаи, когда задача может быть решена точно. Дело в том, что в теорию наряду с указанным параметром входит еще 1 параметр, равный отношению среднего расстояния между частицами к радиусу действия сил (для систем с кулоновским взаимодействием — к дебаевскому радиусу экранирования). Если этот параметр велик по сравнению с единицей, мы имеем дело с разреженной системой. При этом можно ограничиться учетом лишь парных корреляций между частицами и возможно рассмотрение задачи в т. н. газовом приближении; близким, по существу, является метод Бракнера, применяемый в теории ядерного вещества [5]. В случае малости указанного выше параметра система является сжатой и для ее описания применим метод Гелл-Манна — Бракнера [5]; при этом допустимо использование метода Хартри—Фока. Имеются и др. примеры сложных задач, допускающих решение в явном виде; важнейшая из них — теория *сверхпроводимости* [6]. Общее, с формальной точки зрения, для всех этих случаев то, что они требуют учета не всех, а лишь определенной подсовокупности диаграмм теории возмущений.

Именно в этой ситуации особенно удобен метод ф-ций Грина, занимающий центральное место в полевой теории мн. частиц [7, 8]. Одночастичная ф-ция Грина определяется соотношением

$$G(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}',\ t-t') = i\begin{cases} \langle \Psi_0 \mid \psi(\boldsymbol{r},t)\,\psi^+(\boldsymbol{r}',t') \mid \Psi_0\rangle, & t>t', \\ -\langle \Psi_0 \mid \psi^+(\boldsymbol{r}',t')\,\psi(\boldsymbol{r},t) \mid \Psi_0\rangle, & t<t'. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь Ψ_0 — волновая функция основного состояния системы, $\psi(\boldsymbol{r}, t)$ — оператор поля рассматриваемых частиц в гейзенберговском представлении (здесь и ниже рассматривается наиболее важный случай системы Ферми частиц).

Ф-ция Грина описывает причинное распространение частицы из точки $\boldsymbol{r}'$, t' в точку $\boldsymbol{r}$, t с учетом ее взаимодействия с остальными частицами системы; дырка распространяется в обратном направлении. Аналогичным, хотя и более сложным образом строятся двухчастичные и т. д. ф-ции Грина, к-рые описывают распространение двух и т. д. частиц с учетом их взаимодействия с остальными частицами и друг с другом.

При $t - t' \to +0$ ф-ция Грина (13) совпадает с одночастичной матрицей плотности системы и потому позволяет получить распределение плотности любой одночастичной характеристики системы. Использование более сложных ф-ций Грина дает еще более подробную информацию о системе.

Для нахождения ф-ций Грина может быть сформулирована система ур-ний. Она может иметь двоякую форму: либо это система функциональных ур-ний, либо система бесконечного числа зацепляющихся интегральных ур-ний, связывающих одночастичную функцию Грина с двухчастичной, и т. д. В отмеченных выше случаях, отвечающих суммированию лишь подсовокупности фейнмановских диаграмм, эти ур-ния упрощаются и допускают точное решение.

Указанные ур-ния определяют ф-цию Грина не вполне однозначно ввиду наличия у нее полюсов, правила обхода к-рых должны задаваться дополнительно. Для этой цели может служить *спектральное представление* ф-ции Грина, вообще играющее важную роль в полевом аппарате теории. Вывод этого представления не связан ни с какими конкретными предположениями о виде взаимодействия и носит совершенно общий характер. Это представление для Фурье-образа ф-ции Грина $G(\boldsymbol{p}, z)$ в комплексной области энергий имеет вид

$$G(\boldsymbol{p}, z) = \int\limits_C d\zeta\, \frac{F(\boldsymbol{p}, \zeta)}{z-\mu-\zeta}, \quad (14)$$

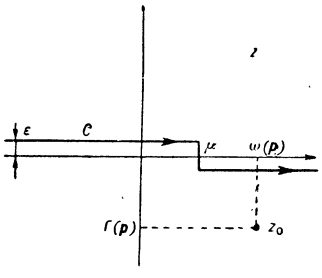
где z — комплексная переменная, при вещественном z совпадающая с энергией, и F — нек-рая определенная ф-ция, имеющая действительные значения на контуре интегрирования C, указанном на рис., μ — химич. потенциал. При отсутствии взаимодействия между частицами $F(\boldsymbol{p}, \zeta)$ пропорциональна $\delta(\zeta-\zeta_0)$, где $\zeta_0 = \omega_0(\boldsymbol{p}) - i\varepsilon$ [$\omega_0(\boldsymbol{p})$ — зависимость энергии от импульса свободной частицы, ε — бесконечно малая положительная величина]. В общем случае ф-ла (14) показывает, что распространение частицы, взаимодействующей с остальными, эквивалентно распространению свободных частиц с раз-

личными энергиями, образующих суперпозицию с весом, определяемым $F(p, \zeta)$.

Важен случай, когда ф-ция F мало отличается от δ-функции, т. е. имеет узкий максимум. Тогда можно говорить о распространении пакета, состоящего из свободных частиц с близкими энергиями; центр тяжести этого пакета движется как частица, имеющая закон дисперсии $\omega(p)$. Из-за дисперсии такой пакет неизбежно размывается и, след., имеет конечное время жизни, отвечающее затуханию $\Gamma(p)$. Такой пакет и носит название квазичастицы.

Если затухание $\Gamma(p)$ мало по сравнению с $\omega(p)$, то систему можно рассматривать в 1-м приближении как совокупность не взаимодействующих друг с другом квазичастиц. Эффект взаимодействия между истинными частицами проявляется при этом в изменении закона дисперсии $[\omega(p) \neq \omega_0(p)]$ и в наличии затухания. Существенно, что при тех же условиях (фактически речь идет о слабом возбуждении) возбужденные состояния системы можно трактовать как результат появления в системе добавочных квазичастиц, не взаимодействующих друг с другом. Закон дисперсии квазичастицы, или в данном случае элементарного возбуждения, играет при этом роль спектра возбуждения системы, определяя зависимость энергии возбуждения системы от ее импульса. Спектр возбуждения имеет, вообще говоря, разные ветви, отвечающие к тому же различным статистикам; примером могут служить фононные (звуковые) и электронные возбуждения в твердом теле. Нахождение спектра возбуждений является важнейшей задачей К. т. м. т.

Большое удобство метода ф-ций Грина состоит в том, что величины $\omega(p)$ и $\Gamma(p)$ получаются непосредственно из самой ф-ции Грина. Именно, полюс (см. рис.) аналитического продолжения $G(p, \omega)$ $[\omega > \mu]$ в нижнюю полуплоскость может быть представлен в виде



$$z_0(p) = \omega(p) - i\Gamma(p), \quad (15)$$

т. е. его действительная часть дает закон дисперсии, мнимая — затухание квазичастицы.

Все сказанное выше относилось к случаю чисто динамич. задачи. Полевые методы могут быть также использованы при рассмотрении статистически-равновесной системы при отличной от нуля темп-ре T.

Термодинамич. описание системы осуществляется с помощью статистич. оператора

$$\rho = \exp\{\beta(\mu N - H)\}, \quad (16)$$

где N — оператор числа частиц, H — полный гамильтониан, $\beta = 1/kT$. Зная ρ, легко найти все термодинамич. характеристики системы, если использовать выражение для *термодинамического потенциала*

$$\Omega = -1/\beta \ln Sp(\rho).$$

Более детальные сведения о системе даются, как и выше, ф-циями Грина. Соответствующее выражение отличается от (13) заменой усреднения по основному состоянию усреднением по статистич. ансамблю, или символически,

$$\langle \Psi_0 | \ldots | \Psi_0 \rangle \to Sp(\rho \ldots)/Sp(\rho).$$

Для ф-ции Грина статистич. системы также можно получить спектральное представление. Вместо причинной ф-ции Грина удобно рассматривать т. н. запаздывающую и опережающую функции Грина, имеющие более простые аналитич. свойства.

Выполнение статистич. усреднения в приведенных выше ф-лах чрезвычайно облегчается благодаря аналогии между зависимостью оператора ρ [5] от темп-ры (точнее, от β), с одной стороны, и волновой ф-ции стационарного состояния от времени — с другой. Поэтому статистич. аппарат может быть получен из динамич. введением «мнимого времени» $it \to \beta$ и заменой интегрирования по времени в бесконечных пределах интегрированием по β от 0 до β.

Полевые методы К. т. м. т. применяются и для описания неравновесных систем, т. е. в задачах *кинетики физической*.

Д. А. Киржниц.

Лит.: 1) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 3 изд., М., 1961; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, ч. 1, М.—Л., 1948 (Теоретич. физика, т. 5); 3) Гомбаш П., Проблема многих частиц в квантовой механике, пер. с нем., М., 1952; 4) его же, Статистическая теория атома и ее применения, пер. с нем., М., 1951; 5) Вопросы квантовой теории многих тел. Сб. статей, пер. с англ., под ред. В. Л. Бонч-Бруевича, М., 1959; 6) Боголюбов Н. Н., Толмачев В. В., Ширков Д. В., Новый метод в теории сверхпроводимости, М., 1958; 7) Теория сверхпроводимости. Сб. статей, пер. с англ. и нем., М., 1960; 8) Галицкий В. М., Мигдал А. Б., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 1, с. 139; 9) Фрадкин Е. С., там же, 1959, т. 36, вып. 4, с. 1286; 10) Алексеев А. И., Применение методов квантовой теории поля в статистической физике, «УФН», 1961, т. 73, вып. 1, с. 41; 11) Зубарев Д. Н., Двухвременные функции Грина в статистической физике, там же, 1960, т. 71, вып. 1, с. 71; 12) Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., «ЖЭТФ», 1959, т. 36, вып. 3, с. 900; 13) Бонч-Бруевич В. Л. и Тябликов С. В., Метод функций Грина в статистической механике, М., 1961; 14) Боголюбов Н. Н., Лекції з квантової статистики, Київ, 1949.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЕЙ — релятивистская квантовая теория элементарных частиц и их взаимодействий. Тождественность этих понятий объясняется тем, что благодаря волновым (квантовым) свойствам любых элементарных частиц и квантовым (корпускулярным) свойствам всех полей каждое поле (в прежнем, классич. понимании) является в то же время коллективом частиц, а каждый набор частиц (в прежнем, классич. понимании) представляет собой нек-рое поле.

Введение. Наиболее характерная особенность релятивистской механики — отсутствие в ней закона сохранения числа частиц. В процессе взаимодействий частицы возникают и исчезают. Первым известным процессом такого типа были излучение и поглощение электромагнитных волн. Т. к. электромагнитное поле излучения состоит из фотонов, то процесс излучения или поглощения сводится к испусканию и поглощению фотонов. Первой К. т. п. явилась *квантовая электродинамика*, т. е. квантовая теория электромагнитного поля, теория взаимодействия электронов и фотонов. Последовательную теорию удалось построить, сопоставляя электронам также нек-рое поле. Число частиц, отвечающих этому полю, вообще говоря, меняется в процессе взаимодействия (образование и аннигиляция электронно-позитронных пар). Дальнейшее развитие К. т. п. сводилось в значительной степени к распространению и применению идей и методов квантовой электродинамики к описанию процессов неэлектромагнитного характера.

Первый шаг в этом направлении принадлежит Э. Ферми. В 1934 г. он предложил теорию *бета-распада* (сохранившуюся в своих основах в настоящее время), в к-рой испускание электронов и нейтрино при радиоактивном распаде ядер описывается аналогично излучению электромагнитных волн. Здесь проявляется совершенно новый тип взаимодействия, отличный от электромагнитного. След. этапом К. т. п. было создание первой количественной теории ядерных сил между нуклонами, основанной на представлении об обмене квантами нейтринно-электронного поля. Однако эти силы оказались слишком слабыми (И. Е. Тамм, 1934). Поэтому Х. Юкава (1935) выдвинул гипотезу о существовании особых, более тяжелых частиц, к-рые также могут испускаться и поглощаться нуклонами и приводить к ядерным силам нужной величины. Открытие в 1938 г. новых частиц, μ-мезонов, к-рые, как тогда думали, и являются частицами Юкава, вызвало развитие общей теории полей, соответствующих различным возможным типам частиц и различным типам их взаимодействий.

Такая общая схема, частным примером к-рой может служить квантовая электродинамика, в известной мере уже создана. Однако методы *возмущений теории* (усовершенствованной путем т. н. перенормировок), достаточные для квантовой электродинамики, оказались непригодными, напр. при рассмотрении т. н. *сильных взаимодействий*, какими являются взаимодействия нуклонов и мезонов. Поэтому общая К. т. п. сталкивается с принципиальными трудностями и пока еще далека от завершения. Основной проблемой здесь является построение методов, выходящих за рамки теории возмущений. К. т. п. дает большое количество правильных качественных и полуфеноменологич. соотношений, а в ряде случаев и количественных результатов, но она не в состоянии на совр. уровне дать вполне последовательное количественное решение к.-л. задачи о сильных взаимодействиях. Поэтому еще не ясен даже вопрос о том, верны ли исходные позиции К. т. п. и соответственно требуется ли только

развитие количественных методов или же необходима коренная перестройка основных идей теории.

Свободное поле. В К. т. п. все существующие и возможные физ. поля описываются операторами, представляющими собой обобщение волновых ф-ций соответствующих неквантованных полей. Эти ф-ции различаются тем, как они изменяются при *Лоренца преобразованиях*. Так, электромагнитное поле описывается 4-компонентным векторным потенциалом A_μ ($\mu = 1, 2, 3, 4$); электронное, а также нейтринное и μ-мезонное поля — дираковскими спинорами ψ_μ (см. *Дирака уравнение)*; π-мезонное поле — псевдоскаляром φ — 1-компонентной величиной, меняющей знак при пространственном обращении; слабое гравитационное поле линеаризованной теории — тензором 2-го ранга, и т. д. Каждое такое поле представляет собой динамич. систему с бесконечным числом степеней свободы.

Так, в простейшем случае скалярного или псевдоскалярного поля φ обобщенными координатами системы являются значения φ в различных точках пространства.

Вся К. т. п. строится на том, что к этой системе применяются обычные принципы *квантовой механики* частицы, т. е. системы с ограниченным числом степеней свободы. Как обычно в механике, системе сопоставляется действие W

$$W = \int L\,dt = \int \mathscr{L}\,d^4x,$$

где $L = \int \mathscr{L} d^3x$ — ф-ция Лагранжа (*лагранжиан*), а $\mathscr{L}$ — плотность ф-ции Лагранжа. Теория релятивистски инвариантна, если $\mathscr{L}$ — релятивистский скаляр. Простейший вид скаляра

$$\mathscr{L} = \frac{1}{2}\frac{\partial\varphi}{\partial x_\alpha}\frac{\partial\varphi}{\partial x_\alpha} + \mu^2\varphi^2, \qquad (1)$$

где μ — постоянная, приводит к ур-нию движения — волновому ур-нию, к-рому, как считают, должны удовлетворять и компоненты любого др. поля (A_μ, ψ_ν и т. д.):

$$(\Box - \mu^2)\,\varphi = 0, \qquad (2)$$

где $\Box = \Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ — оператор Д'Аламбера.

Из ф-ции Лагранжа по обычным правилам механики может быть построен тензор энергии-импульса

$$T_{\alpha\beta} = \frac{\partial\varphi}{\partial x_\alpha}\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_\beta}\right)} - L\delta_{\alpha\beta} \qquad (3)$$

и 4-вектор энергии-импульса

$$P_\alpha = \int T_{\alpha 4}\,d^3x; \quad P = (\boldsymbol{P}, iH). \qquad (4)$$

В частности, рассмотрение этой системы удобно проводить в импульсном представлении. Именно, можно воспользоваться тем, что решениями ур-ния (2) являются плоские волны $\varphi_k = a_k e^{ikx}$, где a_k — постоянная, а k — 4-мерный вектор $k = (\boldsymbol{k}, i\omega)$, причем $\omega = \sqrt{k^2 + \mu^2}$ и $k^2 = \boldsymbol{k}^2 - \omega^2 = -\mu^2$, так что преобразование Фурье

$$\varphi = \sum_k (c_k\varphi_k + c_k^*\varphi_k^*) \qquad (5)$$

дает (при определенном выборе постоянных a)

$$P_\alpha = \hbar\sum k_\alpha c_k^+ c_k; \quad \boldsymbol{P} = \hbar\sum \boldsymbol{k} c_k^+ c_k;$$
$$H = \hbar\sum \omega c_k^+ c_k. \qquad (6)$$

Коэфф. c_k в совокупности дают волновую ф-цию в импульсном представлении. Совершенно так же как в квантовой электродинамике, переходя к переменным

$$q_k = i\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k}}(c_k - c_k^+) \text{ и } p_k = \sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2}}(c_k + c_k^+),$$

можно убедиться, что рассматриваемое поле как механич. система эквивалентно набору независимых линейных осцилляторов частот ω_k с единичными массами, с координатами q_k и импульсами p_k (см. также *Квантовая электродинамика*).

Квантование. До сих пор изложенная формальная схема была классич. теорией полей. Она становится квантовой, если заменить классич. импульсы и координаты, напр. q_k и p_k, квантовыми операторами, удовлетворяющими определенным перестановочным соотношениям. Соответственно операторами становятся c_k и c_k^+, а след., и вся волновая ф-ция (5).

В случае скалярного поля φ, так же как в электродинамике для A_μ, этими соотношениями являются (если от q_k и p_k вернуться к c_k и c_k^+)

$$c_k c_k^+ - c_k^+ c_k = 1. \qquad (7)$$

Эти условия можно сформулировать для операторных волновых ф-ций и непосредственно в координатном представлении, но тогда они имеют несколько более сложный вид (см. *Коммутационные соотношения*)

$$\varphi(x)\varphi(y) - \varphi(y)\varphi(x) = \frac{1}{i}D(x - y), \qquad (7a)$$

где x, y — 4-мерные координаты, а $D(z)$ — т. н. перестановочная ф-ция Паули—Иордана, представляющая собой определенного типа сингулярную ф-цию, равную нулю при $z^2 > 0$, т. е. в области пространственно-подобных интервалов. $D(z)$ при $\mu = 0$ отлична от нуля только при $z = 0$.

Так же как в электродинамике, из (7) следуют собственные значения оператора $c_k^+ c_k$:

$$c_k^+ c_k = n_k, \qquad (8)$$

где n_k — целые числа. Поэтому

$$H = \sum_k n_k\hbar\omega, \qquad (9)$$

$$\boldsymbol{G} = \sum_k n_k\hbar\boldsymbol{k}. \qquad (9a)$$

Отсюда следует, что каждое состояние поля можно интерпретировать как состояние системы, содержащей определенную совокупность частиц с энергиями $\hbar\omega_k$ и импульсами $\hbar\boldsymbol{k}$. Т. к. $\omega_k = \sqrt{k^2 + \mu^2}$, то эти частицы обладают массой μ.

Спин и статистика. Согласно сказанному выше, возможные энергетич. состояния скалярного поля определяются волновыми векторами k. В частности, только одно состояние отвечает покоящейся частице ($\boldsymbol{k} = 0$; $\omega_k = \mu$). Это означает, что скалярное поле φ описывает частицы со спином 0. Частица со спином s характеризуется тем, что состояние покоящейся частицы $(2s + 1)$-кратно вырождено (соответственно различным ориентациям спина). Поэтому поле, описывающее частицы со спином $s\hbar$, должно обладать $2s + 1$ независимыми компонентами (у электрона $s = 1/2$ и поэтому таких состояний 2; помимо того, из-за наличия электрич. заряда состояние электрона имеет дополнительное двукратное вырождение, так что всего волновая ф-ция имеет 4 компоненты). Оно не может быть скалярным, а должно содержать компоненты, определенным образом преобразующиеся при вращениях системы координат и преобразованиях Лоренца. Задание спина и массы частицы позволяет построить лагранжиан поля и найти ур-ния движения. Аналогично можно построить теорию поля, отвечающую частицам с нулевой массой. Т. к. эти частицы

не могут покоиться, то понятие спина в приведенном выше определении к ним неприменимо. Независимо от числа компонент такого поля при данном импульсе возможно не более двух состояний (поляризаций).

Значение спина определяет также характер перестановочных соотношений (т. н. теорема Паули); а соотношения (7) или (7а) имеют место только, если спин целый (в единицах $\hbar$). При этом в (8) и (9) n_k — произвольные целые числа, что означает *Бозе — Эйнштейна статистику*. Если же спин равен (в единицах $\hbar$) половине нечетного числа, то вместо (7) перестановочные соотношения имеют вид

$$c_k c_k^+ + c_k^+ c_k = 1 \qquad (10)$$

или вместо (7а) в координатном представлении

$$\psi(x)\psi^+(y) + \psi^+(y)\psi(x) = \frac{1}{i}S(x-y), \qquad (10а)$$

где S — сингулярная ф-ция, просто связанная с ф-цией D.

В (8) и (9) n_k может принимать только значения 0 или 1, что соответствует принципу Паули, т. е. *Ферми — Дирака статистике*.

Эти операторы действуют на волновую ф-цию системы Ф, к-рую удобно считать ф-цией *чисел заполнения* n_k, $\Phi = \Phi(n_k)$, т. е. ф-цией, квадрат модуля к-рой дает вероятность найти n_k частиц в состоянии k, $n'_{k'}$ частиц — в состоянии k' и т. д. Т. о., $\Phi(n_k)$ является, строго говоря, функционалом от ф-ций, характеризующих отдельные состояния. Эта волновая ф-ция удовлетворяет *Шредингера уравнению*, имеющему, в общем, обычную форму: изменение Ф со временем выражается результатом воздействия *Гамильтониана* H на Ф.

H может быть выражена через операторные волновые ф-ции поля как в импульсном представлении, так и в координатном представлении. Однако требования последовательной релятивистской инвариантности для системы с бесконечным числом степеней свободы придают этому ур-нию нек-рые особые черты. В строгом виде оно было сформулировано С. Томонагой и Ю. Швингером.

Операторы испускания и поглощения. Перестановочные соотношения определяют не только энергию поля, но и вид операторов c_k, c_k^+ (или a, b, a^+, b^+). Так же как в частном случае электродинамики, они связывают состояния с различным числом частиц n и n'. Если состояние поля описывать волновой ф-цией $\Phi(n_k)$ от числа частиц n_k, то действие оператора c_k или c_k^+ переводит состояние $\Phi(n_k)$ в др. состояние Φ', число частиц в к-ром отличается на единицу,

$$c_k\Phi(n_k) = \sqrt{n_k}\,\Phi(n_k - 1);$$
$$c_k^+\Phi(n_k) = \sqrt{n_k + 1}\,\Phi(n_k + 1). \qquad (11)$$

Поэтому c_k и c_k^+ наз. операторами поглощения и испускания, а также операторами уничтожения и рождения частиц с 4-импульсом k. Аналогично операторы $\varphi(x)$ и $\varphi^+(x)$, а для спинорного поля $\psi(x)$ и $\psi^+(x)$ и т. д. связаны с уничтожением или рождением частиц в точке с 4-мерной координатой x.

Заряд. Изотопические переменные. Возможны случаи, когда поле имеет ряд компонент, одинаково преобразующихся при преобразованиях Лоренца. Такое поле, очевидно, описывает частицы, к-рые, кроме массы и спина, могут характеризоваться еще дополнительными квантовыми числами: зарядом, *изотопическим спином* и т. д. Напр., поле, содержащее 2 вещественные компоненты φ_1 и φ_2, может описывать заряженные частицы. Вместо φ_1 и φ_2 обычно рассматривают комплексное поле $\psi = \varphi_1 + i\varphi_2$, $\psi^+ = \varphi_1 - i\varphi_2$. Для поля ψ разложение (5) имеет вид

$$\psi = \sum_k (a_k e^{ikx} + b_k^+ e^{-ikx})\,N(k),$$
$$\psi^+ = \sum_k (a_k^+ e^{-ikx} + b_k e^{ikx})\,N(k), \qquad (12)$$

где a и b удовлетворяют перестановочным соотношениям (7) или (10). Энергия поля становится равной

$$H = \sum_k (n_k^{(+)} + n_k^{(-)})\,\hbar\omega_k, \qquad (13)$$

где

$$n_k^{(+)} = a_k^+ a_k, \quad n_k^{(-)} = b_k^+ b_k \qquad (14)$$

($n_k^{(+)}$ и $n_k^{(-)}$ наз. соответственно числом частиц и числом античастиц). Комплексное поле позволяет построить 4-вектор электрич. тока $j_\alpha = (j, i\rho)$, удовлетворяющий закону сохранения заряда (ур-нию непрерывности),

$$j_\alpha = \frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_\mu}\right)}\psi - \frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial\psi^+}{\partial x_\mu}\right)}\psi^+_\mu, \qquad \frac{\partial j_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0. \qquad (15)$$

Это позволяет интерпретировать величину $Q = e\int\rho\,d^3x$ как электрич. заряд поля. Он равен

$$Q = e\sum_k (n_k^{(+)} - n_k^{(-)}). \qquad (16)$$

Из (16) следует, что знаки заряда частиц и античастиц противоположны. Вещественное поле не позволяет составить вектор тока и поэтому оно описывает нейтральные частицы. Можно рассматривать поля с несколькими вещественными или комплексными компонентами, описывая т. о. изотопич. мультиплеты. Таковы триплет π-мезонов (π^+-, π^0- и π^--частицы рассматриваются как 3 состояния одной частицы), дублет нуклонов (протон и нейтрон) и антинуклонов и т. п.

Важнейшим результатом квантовой теории свободных полей является установление факта существования наряду с частицами соответствующих античастиц. Этот результат теории блестяще подтвердился на опыте открытием позитронов, а позднее антипротонов и др. античастиц.

Т. о., теория свободных полей дает полное описание т. н. кинематических свойств частиц — массы, спина. Она недостаточна, т. к. не учитывает динамич. свойств частиц, проявляющихся во взаимодействиях. Между тем именно взаимодействия приводят к разнообразным взаимопревращениям частиц. Но всякий процесс взаимодействия есть не что иное, как превращения определенной совокупности частиц, т. е. превращение одного состояния поля в др. состояние. Теория свободных полей описывает только состояния системы «до» и «после» взаимодействия. Тот факт, что «до» и «после» столкновения частицы независимы («свободны»), отражается в структуре лагранжиана, представляющего собой квадратичную ф-цию полей, что дает возможность ввести нормальные координаты и соответствующие им нормальные (т. е. не зависящие друг от друга) колебания (т. е. состояния).

Взаимодействие можно описать, введя в лагранжиан члены степени, более высокой, чем вторая, тогда нормальные колебания перестают быть независимыми (билинейные члены не означают взаимодействия, т. к. квадратичная форма всегда может быть приведена к сумме квадратов). Члены, описывающие взаимодействие, должны быть взяты из опыта. Фактическая процедура состоит в том, что выбирают тот или иной

вид взаимодействия, совместимый с нек-рыми общими физич. принципами, и затем сверяют выводы полученной теории с экспериментальными данными. Этими физич. принципами являются:

1) Инвариантность относительно преобразований Лоренца. 2) Инвариантность относительно определенного типа дискретных преобразований: инверсии пространства P (отражает сохранение четности, эквивалентность левовращающих и правовращающих систем координат), инверсии времени T (отражает обратимость времени), зарядового сопряжения C (отражает равноправность положительных и отрицательных зарядов во всех физ. процессах). Всякое взаимодействие должно быть инвариантно относительно произведения этих трех преобразований (CPT-теорема, см. *Людерса — Паули теорема*). Частные типы взаимодействий удовлетворяют инвариантности относительно преобразования P (сохранение четности) или CP (сохранение *комбинированной четности*). Долгое время незыблемым требованием считалось условие инвариантности относительно P и соответственно выбирались лагранжианы взаимодействия. Оказалось, однако, что т. н. слабые взаимодействия (напр., β-распад) не могут быть описаны при подобном ограничении. Согласие с многочисленными экспериментальными фактами было получено только при лагранжиане (17). 3) Дополнительные типы инвариантности, к-рые необходимо требовать, исходя из свойств конкретных систем, напр. калибровочная инвариантность в электродинамике, изотопич. инвариантность в мезонной теории и др. 4) Эрмитовость плотности лагранжиана, являющаяся выражением требования, чтобы физ. величины, вычисляемые в данной теории, получались вещественными. 5) Локальность. Плотность лангранжиана должна выражаться через значения полей в одной и той же пространственно-временной точке. Это означает, что предполагается близкодействие, в соответствии с основными идеями теории относительности. Следует подчеркнуть, что локальность взаимодействия полей не означает, что и частицы являются точечными и не обладают пространственной структурой. Наоборот, взаимодействие обязательно приводит к наличию такой структуры (см. ниже).

Предпринимались попытки обобщения основных принципов построения взаимодействующих полей, вызванные гл. обр. трудностями теории поля, выражающимися в появлении в ней бесконечных величин. Однако это не приводило до настоящего времени к к.-л. успеху. Основные направления таких обобщений след.: 1) Введение нелокальных взаимодействий. Действие S имеет при этом структуру, напр., типа $S = \int L(x, y) f(x, y)\, d^4x d^4y$, где $L(x, y)$ зависит от величины поля в двух пространственно-временных точках x и y, а $f(x, y)$ — нек-рая заданная ф-ция [переход к локальному взаимодействию означает частный случай $f(x, y) = \delta(x-y)$]. Ф-ция $f(x, y)$ должна быть такова, чтобы действие было инвариантно относительно преобразований Лоренца. Непротиворечивое построение нелокальной теории встречает ряд трудностей. 2) Введение *метрики индефинитной* в гильбертовом пространстве (В. Гейзенберг). Это означает изменение квантовомеханич. определения средних (математич. ожиданий). Вместо обычного определения с помощью положительно-определенной весовой ф-ции (вероятности) средние определяются с введением неположительно-определенной весовой ф-ции, включающей как бы отрицательные вероятности. При этом гамильтонова ф-ция системы может быть неэрмитовой. До сих пор не доказано, возможно ли непротиворечивое проведение такой схемы. 3) *Квантование пространства и времени.* Вводится универсальная постоянная размерность длины (элементарная длина) l так, чтобы на малых расстояниях и при малых промежутках времени существенно изменялись сами пространственно-временные понятия. Эта идея наиболее радикального видоизменения теории наименее развита.

Приведем примеры плотностей лагранжиана L_1, описывающих взаимодействие полей:

а) Квантовая электродинамика $L_1 = e\bar{\psi}\gamma_\mu\psi A_\mu$, где ψ — электронное поле (комплексный биспинор), A_μ — фотонное поле (вещественный вектор), γ_μ — Дирака матрицы, e — заряд электрона.

б) Теория β-распада и др. аналогичных четырехфермионных распадов, т. е. распадов, в к-рых 1 спинорная частица превращается в 3 др. (ψ_1, ψ_2, ψ_3, ψ_4 — описывающие их спинорные поля):

$$L_1 = G\,[\psi_1\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_2]\,[\psi_3\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_4] + \\ + \text{эрмитово сопряженное.} \qquad (17)$$

в) Мезодинамика (взаимодействие псевдоскалярных π-мезонов с нуклонами) использует 2 варианта псевдоскалярной связи:

$$L_1 = g\bar{\psi}\gamma_5\tau_i\psi\varphi_i, \qquad (18)$$

$$L_1 = f\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\tau_i\psi\,\frac{\partial\varphi_i}{\partial x_\mu}, \qquad (19)$$

где ψ — нуклонное поле (комплексный биспинор, изоспинор, т. е. спинор по отношению к «вращениям» в пространстве изотопич. переменных), φ_i — мезонное поле (псевдоскаляр, изовектор), τ_i — изотопич. двухрядные матрицы Паули.

г) Простейший пример дает 1 нейтральное поле со взаимодействием (точнее, с самодействием):

$$L_1 = \lambda\varphi^4. \qquad (20)$$

Ур-ния взаимодействующих полей. Зная лагранжиан системы взаимодействующих полей (он равен сумме лагранжианов свободных полей и лагранжианов их взаимодействия), обычными методами механики можно получить систему ур-ний полей: это будут нелинейные ур-ния относительно операторов в *Гейзенберга представлении*. Перестановочные соотношения между операторами в этом случае можно задать только как начальные условия к ур-ниям движения. Исследование этой системы ур-ний, допускающей различные математич. формулировки (в виде вариационных ур-ний или функциональных интегралов), не привели до сих пор к созданию практич. методов их точного решения.

Характер взаимодействия в К. т. п. можно понять на основе того, что операторы полей представляют собой совокупность операторов испускания и поглощения частиц. Поэтому наличию в лагранжиане членов, описывающих взаимодействие, отвечают испускание и поглощение различного количества частиц с различными энергиями и импульсами. Пусть произошло испускание нек-рого количества частиц. Тогда, во-первых, они могут остаться и после завершения взаимодействия, что обусловливает изменения общего числа частиц в процессе столкновения (напр., образование π-мезонов при столкновении двух нуклонов). Во-вторых, они могут вновь поглотиться, передав энергию и импульс от одной частицы др. (так может произойти, в частности, и упругое рассеяние). Весьма существенно, что число таких частиц, образующихся, так сказать, временно и наз. виртуальными, их энергии и импульсы не связаны строго законами сохранения энергии и импульса, т. к. для ограниченных промежутков времени и расстояний энергия E и импульс p неопределенны в соответствии с квантовыми соотношениями $\Delta E\,\Delta t \sim \hbar$, $\Delta p\Delta x \sim \hbar$. Поэтому на малых расстояниях может происходить «обмен» очень большим числом виртуальных частиц, а мини-

мальное число виртуальных частиц определяет макс. радиус взаимодействия (т. е. радиус действия сил, напр. для сильных взаимодействий обмену одним π-мезоном соответствует радиус $\hbar/mc \sim 10^{-13}$ *см*). Т. о., взаимодействующие частицы (а также 1 частица в отсутствие др.) окружены «облаком» виртуальных частиц. Это облако определяет пространственную структуру частиц.

При наличии взаимодействий теряется та простая связь между частицами и полями, к-рая имелась в случае свободных полей. Постоянные μ, входящие в лагранжиан свободных полей, не являются теперь массами частиц, поскольку при этом нет простых решений, отвечающих гармонич. осцилляторам, из к-рых следовало $\omega_k = \sqrt{k^2 + \mu^2}$ (физически это означает, что масса покоя поля не сводится к константе, но обусловлена в какой-то мере взаимодействием с др. полем, т. е. содержит «полевую добавку»; простейший пример — электромагнитная масса электрона). Можно себе представить случай, когда частицы благодаря взаимодействию становятся нестабильными. Тогда соответствующее поле может входить в систему ур-ний, но проявляться физически в виде частиц оно будет только в определенных приближенных решениях. Строго говоря, реальной частице, напр. мезону, нельзя сопоставлять 1 отдельное поле. Тот факт, что число элементарных частиц, обнаруженных на опыте, оказалось довольно большим, делает весьма неестественным сопоставление каждой частице отдельного поля. Соответствующие мезонам состояния по массе, спину и др. свойствам должны появляться при решении ур-ний взаимодействующих нуклонных и мезонных полей. Действительно, такой мезон создает вокруг себя область поляризованного нуклонного вакуума, а благодаря наличию электрич. заряда у него самого и у частиц нуклонного вакуума — также и электрич. поляризацию, а из-за слабого взаимодействия — облако виртуальных нейтрино и т. п. Идеальной была бы, вероятно, такая теория, к-рая, рассматривая лишь нек-рое единое поле и не постулируя весь спектр масс и спинов элементарных частиц, получила бы их автоматически так же, как квантовая механика в задаче о движении частицы в кулоновском поле получает весь набор возможных энергий и моментов атома водорода.

Гейзенберг и его сотрудники предпринимали попытки построения такой теории элементарных частиц на основе нек-рого «первичного» поля. Реальных физ. результатов до наст. времени получить им не удалось (см. *Единая теория поля*). Вообще в наст. время К. т. п. представляет собой по отношению к проблемам сильных взаимодействий лишь схему, потому что она не решила ни одной задачи строго без предположения о малости взаимодействия.

Теория возмущений. В наст. время К. т. п. позволяет решать конкретные задачи количественно только в том случае, когда взаимодействие мало, т. е. когда мала постоянная, входящая в выражение для L_1, и когда, сверх того, лагранжиан взаимодействия удовлетворяет нек-рым спец. требованиям, именно он является перенормируемым (см. ниже). Тогда применима *возмущений теория*, частицы описываются свободными полями, а взаимодействие приводит лишь к квантовым переходам в этой системе, т. е. к рассеянию частиц (в общем случае с изменением их числа). Теория возмущений позволяет, в принципе, вычислить в любом приближении *матрицу рассеяния*, элементы к-рой представляют собой амплитуды рассеяния соответствующих процессов. Матрица рассеяния может быть выражена через операторы свободных полей (см. *Взаимодействия представление*) и вычислена в виде ряда по постоянной взаимодействия, напр. при помощи метода *Фейнмана диаграмм*. Практически амплитуды рассеяния определяются 1-м отличным от нуля членом ряда. След. члены играют роль поправок (см. *Радиационные поправки*).

Перенормируемость. Оказывается, что вычисленные на основе теории возмущений радиационные поправки выражаются через расходящиеся интегралы. Появление расходящихся интегралов нетрудно понять, если обратить внимание на тот факт, что в процессе взаимодействий могут рождаться виртуальные частицы с неограниченно большими энергиями. Поэтому необходимо просуммировать вклад всех энергетич. состояний виртуальных частиц, иначе — проинтегрировать по бесконечному фазовому объему. Поэтому буквально примененная теория возмущения бессмысленна, поскольку уже 2-й член ряда бесконечен. Однако в ряде случаев эти расходимости можно устранить при помощи нек-рых дополнительных соображений. При этом отказываются от вычисления определенных физически наблюдаемых величин (формальное вычисление к-рых приводит к бесконечным значениям, напр. полевой массы, заряда, учитывающего влияние поляризованного вакуума), заменяя их известными из опыта числами. Если после этого каждый член ряда теории возмущений оказывается конечным, то теория наз. перенормируемой. Примером такой теории является *квантовая электродинамика*, в к-рой вводятся 2 эмпирич. постоянные: масса и заряд электрона (перенормировка массы и заряда). Перенормируемыми оказываются также теории поля с лагранжианами взаимодействия (18) и (20). При др. взаимодействиях устранение расходимости невозможно (др. словами, оно требовало бы введения бесконечного числа эмпирич. постоянных). В частности, неперенормируемой является и теория распадов частиц, базирующаяся на взаимодействии (17). Хотя из-за малости константы взаимодействия применение теории возмущений здесь разумно и в результате эта теория приводит к правильным физ. результатам в 1-м приближении для очень большого круга явлений, вычисление дальнейших поправок здесь невозможно и логически теория неудовлетворительна. Более того, при весьма высоких энергиях, например при столкновении электрона и нейтрино с энергией $\geqslant 10^{14}$ *эв* (в лабораторной системе), теория возмущений становится полностью непригодной.

В перенормируемых теориях поля остается еще нерешенной проблема сходимости перенормированного ряда теории возмущений. Нек-рые соображения показывают, что этот ряд является асимптотическим. Это значит, что точность аппроксимации вычисляемой величины отнюдь не увеличивается неограниченно при увеличении числа членов ряда. Это не позволяет применить ряд теории возмущений к исследованию сильных взаимодействий даже в перенормируемой теории типа (18).

Динамическая теория матрицы рассеяния. Указанные трудности привели к идее (пока еще не принесшей успеха) отказаться от попыток решения задач К. т. п. путем решения ур-ний для операторов поля и заменить их построением такой системы ур-ний, которая опиралась бы только на общие свойства матрицы рассеяния. Идея такой формулировки К. т. п. была высказана впервые В. Гейзенбергом в 1943 г.

Основные идеи динамич. теории матрицы рассеяния можно сформулировать след. образом. Задача теории состоит в нахождении соотношений между состояниями частиц «до» и «после» столкновения, когда они являются свободными частицами. Обычный способ решения задачи — это детальные исследования хода процесса во время столкновения. Так поступают классич. механика (изменение траектории

частицы в поле сил), квантовая механика (изменение волновой функции в поле сил) и так же ставится задача в квантовой теории полей (процесс обмена виртуальными частицами при столкновении).

Между тем такое описание слишком детально и, может быть, даже не имеет глубокого смысла. Вместо задачи о непрерывном изменении во времени ставится задача о соотношении непосредственно между состояниями «до» и «после» (т. е. в момент времени $t = -\infty$ и $t = +\infty$).

Ур-ния движения классич. механики формулируются как нек-рое (каноническое) преобразование координат и импульсов от одного момента времени к др. Так же формулируются и ур-ния движения квантовой механики, в к-рой канонич. преобразованиями являются унитарные преобразования волновых ф-ций. Динамич. теория матрицы рассеяния оставляет только т. н. унитарное преобразование, связывающее состояние при $t = -\infty$ и $t = \infty$. Унитарность менее подробно описывает систему, чем обычные ур-ния, в к-рых определяется состояние в любой момент времени. Поэтому одни соотношения унитарности оказываются недостаточными и дополняются принципом аналитичности, т. е. тем, что амплитуды рассеяния (элементы S-матрицы) являются в определенных областях аналитич. ф-циями аргументов (напр., энергии), рассматриваемых как комплексные переменные. Если установлена область аналитичности, то можно сформулировать ряд интегральных соотношений между амплитудами, наз. *дисперсионными соотношениями*. Рассмотрение промежуточных моментов времени в теории поля приводит к появлению виртуальных частиц. В динамич. теории матрицы рассеяния их нет, но зато появляются нефиз. области, роль к-рых существенно связана с аналитич. свойствами амплитуд. Аналитичность связывает амплитуды, соответствующие различным каналам реакции, причем весьма важно, что условие унитарности, относящееся к одному из каналов, существенно влияет на свойства амплитуд др. каналов. Простым примером может служить процесс упругого рассеяния двух заряженных частиц друг на друге. Др. канал этой реакции означает аннигиляцию одной пары (частицы с античастицей) в др. Соотношение унитарности, отвечающее этому каналу, показывает, что уже из самого факта возможности аннигиляции пары с превращением ее в фотон, т. е. частиц с нулевой массой, следует, что взаимодействие в канале рассеяния эквивалентно наличию кулоновского потенциала. Унитарность S-матрицы приводит к нек-рому интегральному соотношению между мнимой частью амплитуды рассеяния в определенных областях и квадратичными относительно амплитуд величинами. Эти соотношения можно построить, имея лишь весьма общие сведения о спектре масс частиц, участвующих во взаимодействиях, об их свойствах преобразования, а также зная нек-рые экспериментально определяемые постоянные (напр., значения сечений при определенных значениях аргумента). По-видимому, такая система интегральных ур-ний эквивалентна системе ур-ний поля с любым лагранжианом, удовлетворяющим условию перенормируемости. Действительно, можно получить ряд важных соотношений между элементами матрицы рассеяния без конкретного рассмотрения ур-ний поля (они представляют ценность для К. т. п. и независимо от осуществимости указанной выше идеи). На развитие теории таких соотношений были направлены энергичные усилия. Эти соотношения опираются лишь на общие принципы теории относительности и квантовой механики, дополненные постулатом об определенных аналитич. свойствах ф-ций, выражающих матричные элементы (этот постулат частично может быть обоснован в теории поля, хотя полностью и строго он до наст. времени не доказан). Подробнее см. *Матрица рассеяния*.

Лит.: 1) Боголюбов Н. Н. и Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, М., 1957; 2) Мезоны и поля, пер. с англ., т. 1, М., 1957; 3) Умэдзава Х., Квантовая теория поля, пер. с англ., М., 1958; 4) Ахиезер А. И. и Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 5) Чью Дж., «Проблемы современной физики», 1959, № 2, с. 11; 6) Мандельштам С., там же, 1958, № 5, с. 11; 7) Gasiorowicz S., The application of dispersion relations in quantum field theory, «Fortschr. Phys.», 1960, Bd 8, № 12.

В. Б. Берестецкий.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА — см. *Ферромагнетизм*.

КВАНТОВАЯ ХИМИЯ — раздел теоретич. химии, посвященный исследованию природы *химической связи*, строения и реакционной способности молекул на основе представлений и методов квантовой механики.

Начало К. х. было положено первым приближенным расчетом молекулы H_2, произведенным в 1927 г. В. Гайтлером и Ф. Лондоном, в основу к-рого был положен метод, развитый в 1926 г. В. Гейзенбергом для расчета др. двухэлектронной системы — атома He. В качестве нулевого приближения молекулы H_2 Гайтлер и Лондон рассматривали 2 атома H на бесконечно большом удалении друг от друга, когда каждый электрон находится в поле только своего ядра. При сближении атомов благодаря волновым свойствам и неразличимости электроны могут меняться местами, образуя электронное облако, общее для всей молекулы. Энергия такой системы меньше суммы энергий разъединенных атомов, что соответствует образованию хим. связи. Эта работа убедительно показала, что хим. связь в молекуле H_2 (*ковалентная связь*) образуется в результате движения двух электронов с антипараллельными спинами в поле ядер обоих соединяющихся атомов.

Метод Гайтлера — Лондона был впоследствии развит для многоатомных молекул Дж. Слейтером и Л. Полингом в *локализованных пар метод* (метод валентных схем), в основу к-рого легла идея о том, что все хим. связи в молекуле могут быть представлены в конечном счете как нек-рые комбинации двухцентровых двухэлектронных связей (ковалентных и *донорно-акцепторных связей*). Метод валентных схем сохранял привычную для химика валентную черту и по существу служил обоснованием и нек-рым развитием классич. структурной теории А. М. Бутлерова и А. Кекуле. Применение этого метода оправдано только в тех случаях, когда все хим. связи в молекуле являются существенно локализованными двухцентровыми связями, т. е. *сигма-связями*.

В 1929 г. Г. Бете создал теорию расщепления энергетич. уровней центрального иона под действием электрич. поля окружающих ионов кристаллич. решетки — т. н. *кристаллического поля теорию*. Эта теория легла в основу 2-го метода К. х. — теории поля лигандов, к-рая с конца 40-х гг. стала широко применяться для объяснения строения *комплексных соединений*. С позиций этой теории образование комплексных соединений рассматривается как результат электростатич. взаимодействия между центральным ионом и окружающими его лигандами, к-рые считаются ионами или дипольными молекулами. Теория поля лигандов описывает случай, при к-ром вместо ковалентных или донорно-акцепторных связей комплекса предполагаются *ионные связи*, а возможностью образования кратных связей за счет дативного взаимодействия между центральным атомом и лигандами пренебрегается.

В начале 30-х гг. трудами Ф. Хунда, Р. Малликена, Э. Хюккеля и др. был создан 3-й основной метод К. х. — *молекулярных орбит метод*, в к-ром образование хим. связей рассматривается как результат

движения всех электронов в поле друг друга и всех ядер молекулы. В отличие от метода локализованных пар и теории поля лигандов, имеющих ограниченную область применения, метод молекулярных орбит в принципе позволяет рассматривать электронное строение любых молекул.

Изложенные методы К. х. отличаются друг от друга способом рассмотрения природы образующихся хим. связей и в этом отношении остаются качественными или полуколичественными методами. Действительно, различение отдельных связей в многоатомной молекуле основано на предположении, что можно выбрать определенные уровни так, что взаимодействие между ними велико, а между этими и др. уровнями — мало; но это отличие в лучшем случае может быть только качественным, т. к. невозможно осуществить полную изоляцию определенного взаимодействия от всех остальных. Тем не менее хим. связь является основной и самой плодотворной концепцией химии, т. к. слабое взаимодействие обычно можно рассматривать как возмущение, не изменяющее качественных результатов сильного взаимодействия.

Широкое использование концепции хим. связи обусловлено также тем, что построение строгой количественной теории молекул встречает непреодолимые математич. трудности. Общий характер законов квантовой механики в принципе позволяет рассчитывать свойства молекул, исходя только из *Шредингера уравнения*, *Паули принципа* и универсальных физ. постоянных. Для этого необходимо найти точный вид волновой ф-ции молекулы, т. к. знание ее позволяет получать различные физ. величины (энергию, электрич. и магнитные дипольные моменты и др.) как собственные значения этой функции при действии операторов соответствующих свойств. Искомая волновая ф-ция молекулы описывает движение всех электронов в поле друг друга и всех ядер молекулы, т. е., вообще говоря, может быть получена в рамках метода молекулярных орбит. Однако точное решение волнового ур-ния для молекулы до сих пор удалось получить только для системы с одним электроном — простейшего молекулярного иона H_2^+; уже для молекулы H_2 с двумя электронами точное решение оказывается невозможным. Т. о., хотя и существует теория, способная в принципе решить многие интересующие химика задачи, однако в действительности математич. трудности закрывают путь к их полному и точному решению. Эта ситуация определила развитие всей К. х. по двум основным направлениям.

Для 1-го из них характерно стремление получить возможно более точные количественные результаты. Характерным примером таких работ являются постоянно усложняющиеся и совершенствующиеся расчеты атома He и молекулы H_2. Так, в расчете молекулы H_2 (Колос и Рутан, 1960 г.) была применена ф-ция, содержащая более 50 членов, а для расчета атома He (Пекерис, 1959 г.) — 1078 членов; в 1-м точном расчете молекулы H_2 А. Джемса и Г. Кулиджа, 1933 г., была применена ф-ция с 13 членами. Однако, если с применением счетных машин системы из 2—5 электронов рассчитываются с экспериментальной точностью, а системы из 6—20 электронов могут быть удовлетворительно рассчитаны, то для систем с числом электронов более 20 точные расчеты пока не осуществимы.

Для 2-го направления характерно приближенное рассмотрение. Оно может привести только к качественным или полуколичественным выводам, но зато они могут быть получены для систем любой сложности. Приближенный и зачастую полуэмпирич. характер таких расчетов делает их уязвимыми с точки зрения математич. строгости теории, однако полученные результаты обычно настолько удовлетворительны, что их нельзя рассматривать как простое совпадение.

Следует еще раз напомнить, что все методы К. х. являются приближенными; в основе каждого из них лежат определенные физич. идеи, применение к-рых возможно благодаря спец. математич. аппарату. Поэтому, говоря о применимости того или иного метода, нельзя отрывать физич. модель от используемого ею математич. аппарата. Так, метод валентных схем позволяет уже в первом приближении учитывать корреляцию электронов. Однако из-за математич. трудностей такой учет возможен только для простых молекул типа H_2 или HeH_2^+, что практически обесценивает эту особенность метода. В то же время аппарат метода молекулярных орбит, хотя и учитывает корреляцию электронов лишь в более высоком приближении (при учете т. н. конфигурационного взаимодействия), однако не испытывает при этом непреодолимых математич. трудностей и потому широко применяется для количественных расчетов многоэлектронных систем.

За последнее десятилетие наблюдается интенсивный рост количественных расчетов молекулярных структур. Это объясняется тем, что, во-первых, в 50-х гг. был, наконец, создан строгий математич. аппарат метода молекулярных орбит на основе перенесения *Хартри — Фока метода* самосогласованного поля с атомов на молекулы; во-вторых, были достигнуты большие успехи в вычислении различных типов молекулярных интегралов, особенно многоцентровых, в-третьих, получили широкое распространение электронные счетные машины, что позволяет уже сейчас производить полностью программированные расчеты многоатомных молекул.

Применение ф-ций с достаточно большим числом переменных позволяет получать значения энергий (и др. характеристик системы), совпадающие с опытом с любой желаемой степенью точности. Однако критерием правильности полученного значения служит не уверенность в достаточности примененного приближения, а лишь сопоставление с заранее известными опытными данными. Поэтому при переходе к новой молекуле нельзя быть уверенным в применимости использованного ранее приближения. Это часто приводит к след. особенности квантовохимич. расчетов: при учете к.-л. фактора, к-рым до этого пренебрегали, совпадение теории с опытом значительно ухудшается по сравнению с расчетом без учета этого фактора. Это, конечно, означает, что есть еще много др. неучтенных факторов и что количественное совпадение, достигнутое ранее, было лишь кажущимся и в значительной мере делом удачи (ошибки, случайно компенсировавшиеся в одном расчете, могут совсем не компенсироваться в другом, и трудно предсказать, когда и почему это происходит). Поэтому при расчетах тех свойств молекул, к-рые не известны из опыта, надо быть особенно осторожным. Напр., в результате одного из лучших расчетов молекулы N_2, содержащей 14 электронов, было получено значение энергии диссоциации 27,5 *ккал/моль*, в то время как на основании опытных данных наиболее вероятно значение 225 *ккал/моль*.

Наиболее распространенным критерием правильности волновой ф-ции является согласие с опытом вычисленного значения энергии системы, поскольку энергия автоматически получается при решении волнового ур-ния как собственное значение гамильтониана (оператора полной энергии) системы. Однако величина энергии мало пригодна в качестве такого критерия, т. к. верхний предел ошибки в приближенной волновой ф-ции пропорционален корню квадратному из ошибки в величине энергии. Т. о., если ошибка в полной энергии составляет 1% от разности

энергий основного и 1-го возбужденного состояний, то ошибка в самой волновой ф-ции может достигать 10%. Однако это приводит к ошибке того же порядка в значении дипольного момента и любых др. свойств системы, если ее состояния не являются собственными состояниями оператора, соответствующего данному свойству.

Как уже говорилось, целью второго направления К. х. служит получение качественных и полуколичественных результатов на основе приближенных расчетов. Поскольку сущность большинства хим. процессов выяснена еще недостаточно, ответ на вопрос «почему» обычно не только проще, но и важнее ответа на вопрос «сколько».

Качественное направление К. х. широко пользуется результатами хим. опыта, выражаемого в терминах определенных хим. концепций. Все они не являются математически строгими, но это не может рассматриваться как принципиальное возражение против пользования ими. При таком подходе выясняются причины хим. явлений, формулируемые в виде физ. картины взаимодействия различных факторов. С этой точки зрения образование хим. связей является сложным процессом, в к-ром надо учитывать все валентные возможности атомов: наличие неспаренных электронов, пустых орбит и неподеленных пар электронов. В соответствии с этим различают связи ковалентные, донорно-акцепторные и дативные. Ассоциируемая с валентным штрихом двухцентровая двухэлектронная связь, ранее считавшаяся преобладающим типом хим. связи, теперь сохранила свое значение только для описания ординарных σ-связей. Строение многоатомных молекул с кратными связями или с дефицитом электронов (когда число электронов соответственно больше или меньше, чем это необходимо для образования двухцентровых ординарных σ-связей) невозможно передать с помощью валентных штрихов: в общем случае хим. связи следует рассматривать как существенно многоцентровые и потому делокализованные. Поэтому основой как качественного, так и количественного рассмотрения строения молекул является метод молекулярных орбит. К. х. позволила выяснить природу таких, возникших задолго до появления квантовой механики, хим. концепций, как *валентность*, эффективные заряды, *сопряжение*, ароматичность (см. *Ароматические соединения*) и др., к-рые, как оказалось, описывают суммарные эффекты, вызываемые различными причинами.

Успехи К. х. в значительной степени определяются развитием синтетич. химии и экспериментальных методов изучения строения молекул. Появление соединений, не укладывающихся в обычные представления о двухцентровых хим. связях, напр. комплексов с этиленом (типа соли Цейзе) или с циклопентадиенилом (типа ферроцена), вызвало развитие идей о связях новых типов, основанных на многоцентровых молекулярных орбитах. Вряд ли К. х. могла бы предсказать существование таких соединений, однако она смогла уверенно объяснить их строение и тем самым значительно ускорила развитие работ в этой области. Так, комплексы с циклобутадиеном были сначала предсказаны (1956 г.) и лишь впоследствии (1959—1960 гг.) синтезированы, что является несомненным достижением К. х.

Помимо различных аспектов теории химич. строения, К. х. включает ряд др. проблем: исследование нестационарных процессов, в частности элементарных актов химич. реакций, изучение природы активации химич. реакций и т. п.

Лит.: 1) Козман У., Введение в квантовую химию, пер. с англ., М., 1960; 2) Сыркин Я. К., Дяткина М. Е., Современное состояние квантовой химии, «Вестн. АН СССР», 1959, № 6, с. 13; 3) Coulson C. A., «Rev. Modern Phys.», 1960, v. 32, № 2, p 170. *Е. М. Шусторович.*

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА — квантовая теория электромагнитного поля и его взаимодействия с заряженными частицами.

Квантовые свойства электромагнитного поля впервые обнаружились при попытках построения статистич. теории черного излучения. М. Планк в 1900 г. высказал гипотезу о дискретности процесса излучения монохроматич. света. Согласно этой гипотезе, энергия поля может изменяться (возрастать при излучении света телами и убывать при поглощении) только порциями величиной $E = \hbar\omega$, где $\hbar = h/2\pi$ (h — квант действия, ω — угловая частота). След. шаг был сделан А. Эйнштейном, выдвинувшим в 1905 г. в связи с предложенной им теорией *фотоэффекта* гипотезу световых квантов. Она сводится к тому, что поле электромагнитного излучения состоит из элементарных полей, каждое из к-рых обладает свойствами частиц, получивших назв. световых квантов, или фотонов. Фотон обладает также импульсом, равным $\hbar\omega/c$ (где c — скорость света). Это соотношение между энергией и импульсом соответствует частице с нулевой массой покоя. Обе эти гипотезы нашли полное подтверждение в совр. К. э. Возможность существования частиц с указанными свойствами содержится и в теории относительности. В 1917 г. Эйнштейн ввел понятия вероятности испускания и поглощения фотона и постулировал определенные соотношения между «коэффициентами» излучения и поглощения (см. *Эйнштейна коэффициенты*). Появление нерелятивистской *квантовой механики* не давало еще непосредственно возможности последовательно описать взаимодействие электромагнитного излучения с веществом, так как электромагнитное поле представляет собой существенно релятивистскую систему. Наиболее важные практические результаты, относящиеся к вопросам излучения, поглощения и рассеяния света атомными системами, были получены при помощи полуклассич. «метода соответствия», в к-ром электроны описывались квантовомеханически, а поле — классически, с последующим истолкованием результатов в терминах вероятностей и световых квантов при помощи соотношения $E = \hbar\omega$. Этот метод нашел свое строгое обоснование в совр. К. э. и полученные с его помощью результаты (напр., теория излучения, поглощения и рассеяния фотонов атомами и электронами) в точности совпадают с результатами 1-го приближения К. э.

Последовательная квантовая теория излучения была построена П. Дираком в 1927 г. Вместе с *Дирака уравнением* для электрона она дала возможность решить основные задачи взаимодействия электронов с электромагнитным полем при больших энергиях: рассеяние фотона электроном (см. *Комптона явление*), тормозное излучение быстрых электронов, образование и аннигиляцию электронно-позитронных пар. Была развита также формальная схема К. э. (В. Паули, В. Гейзенберг, Э. Ферми и др.).

Основной метод решения задач К. э. основан на *возмущений теории*. Взаимодействие электронов с электромагнитным полем считается малым возмущением, что оправдывается малой величиной безразмерного параметра, характеризующего взаимодействие, $e^2/\hbar c \approx 1/137$, где e — заряд электрона. Все результаты, полученные в 1-м, отличном от нуля, приближении теории возмущений, были полностью подтверждены экспериментом. Однако попытки вычисления последующих приближений встретились с принципиальной трудностью. Поправки выражались через расходящиеся интегралы, что делало теорию бессмысленной. Работа над преодолением этих принципиальных трудностей, начатая исследованиями Дирака и др. по теории *поляризации вакуума*, в определенном смысле завершилась в 1949 г. (гл. обр. благодаря работам

Ю. Швингера, Р. Фейнмана и Ф. Дайсона) созданием формулировки К. э., в к-рой указанные расходимости устраняются из всех вычислений и появляется возможность учитывать высшие приближения. В совр. К. э. остаются принципиальные трудности, но они относятся к области столь больших энергий, что не имеют никакого практич. значения не только потому, что эта область энергий недостижима экспериментально, но и потому, что в ней существенное значение будут иметь др. процессы и взаимодействия (мезонные и т. п.), помимо электромагнитных. Без учета этих процессов чисто электродинамич. рассмотрение в указанной области энергий не имеет смысла.

К. э. является достаточно полной теорией поведения только таких частиц, для к-рых электромагнитные взаимодействия являются основными, а взаимодействиями др. типов (мезонным, β-силами) можно пренебречь. Такими частицами являются электроны и μ-частицы. Для др. частиц, напр. π- и К-мезонов и нуклонов, существенны др. более сильные взаимодействия, к-рые могут влиять и на электромагнитные процессы.

Квантование электромагнитного поля. Квантовые свойства электромагнитного поля при отсутствии зарядов легко проанализировать при помощи общих методов обыкновенной квантовой механики. В квантовой механике ур-ния движения системы частиц можно сформулировать в том же виде, как и ур-ния классич. механики Ньютона или Гамильтона, связывающие импульсы и координаты частиц. Отличие от классич. ур-ний состоит в том, что под координатами и импульсами следует понимать не числа, а операторы (или матрицы), удовлетворяющие определенным *коммутационным соотношениям*.

Электромагнитное поле тоже можно рассматривать как обобщенную динамич. систему. Ее обобщенными координатами можно считать значения потенциалов (или одного из них) в каждой точке пространства. Т. к. число таких точек бесконечно, то электромагнитное поле представляет собой систему с бесконечным числом степеней свободы. Энергия (или *Гамильтона функция*) электромагнитного поля выражается в виде интеграла от квадратичной ф-ции полей. Это значит (подробнее см. ниже), что, с динамич. точки зрения, электромагнитное поле эквивалентно системе бесконечного числа связанных линейных осцилляторов. Поэтому задача об электромагнитном поле сводится к квантовой механике линейных осцилляторов. Любая совокупность связанных линейных осцилляторов в механике может быть сведена к совокупности независимых осцилляторов путем введения нормальных координат. В данном случае этот переход осуществляется след. образом.

Если потенциалы электромагнитного поля $A_\mu = (A, i\varphi)$ разложить по плоским волнам

$$A_\mu = \sum_{k\lambda} (c_{k\lambda}\, e^{ikr} + c^+_{k\lambda} e^{-ikr}) \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k \Omega}}\, \varepsilon^\lambda_{k\mu} \qquad (1)$$

(A и φ — соответственно векторный и скалярный потенциалы электромагнитного поля, k — волновой вектор, λ — индекс, указывающий одну из двух поляризаций плоской волны, определяемую единичным вектором $\varepsilon^\lambda_{k\mu}$, ω_k — частота, Ω — условный объем, в к-ром заключено поле; множитель $\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k\Omega}}$ введен для удобства нормировки так, чтобы c были безразмерны), то коэфф. этого разложения Фурье $c_{k\lambda}$, $c^+_{k\lambda}$ будут нормальными координатами системы. Действительно, энергия поля $W = \frac{1}{8\pi}\int (H^2 + E^2) d\Omega$, где H и E — напряженности магнитного и электрич. полей, выражается через них в виде

$$W = \frac{1}{2}\sum_{k\lambda} (c^+_{k\lambda} c_{k\lambda} + c_{k\lambda} c^+_{k\lambda})\, \hbar\omega_k. \qquad (2)$$

Здесь каждая степень свободы (характеризуемая индексами k и λ) дает в выражении W отдельное слагаемое и потому может рассматриваться независимо. Такое слагаемое совпадает с обычным выражением для энергии осциллятора с единичной массой $^1/_2(p^2_{k\lambda} + \omega^2_k q^2_{k\lambda})$, если сделать замену переменных (для каждого k и λ):

$$c_{k\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_k}}(p_{k\lambda} - i\omega_k q_{k\lambda});$$
$$c^+_{k\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_k}}(p_{k\lambda} + i\omega_k q_{k\lambda}). \qquad (3)$$

Поэтому $q_{k\lambda}$ и $p_{k\lambda}$ можно рассматривать как обобщенные координаты и импульсы электромагнитного поля. Соответственно для них должно быть верно перестановочное соотношение $q_{k\lambda}p_{k\lambda} - p_{k\lambda}q_{k\lambda} = i\hbar$. Отсюда следует, что

$$c_{k\lambda}c^+_{k\lambda} - c^+_{k\lambda}c_{k\lambda} = 1, \qquad (4)$$

если величины c относятся к одной и той же степени свободы (k, λ); переменные, относящиеся к различным степеням свободы, коммутируют. Из квантовомеханич. теории осциллятора известно, что c^+c может принимать только целочисленные значения n. Т. о., энергия электромагнитного поля равна

$$W = \sum_{k\lambda} (n_{k\lambda} + {}^1/_2)\, \hbar\omega_k. \qquad (5)$$

Импульс электромагнитного поля $\boldsymbol{P}$, выраженный через переменные c, имеет вид

$$\boldsymbol{P} = \sum_{k\lambda} c^+_{k\lambda} c_{k\lambda} \hbar\boldsymbol{k} = \sum_{k\lambda} n_{k\lambda} \hbar\boldsymbol{k}. \qquad (6)$$

Выражения для W и $\boldsymbol{P}$ показывают, что электромагнитное поле представляет собой совокупность частиц — фотонов с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\boldsymbol{k}$, если отвлечься от членов $^1/_2\hbar\omega_k$ в правой части (5). Соотношение $\omega^2 = c^2k^2$ означает, что масса покоя фотона равна нулю. В каждом квантовом состоянии может находиться произвольное число фотонов. Следовательно, фотоны подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. Из теории осциллятора известен также вид матриц операторов c и c^+. Именно, отличны от нуля только матричные элементы, связывающие состояния, отличающиеся на единицу по числу фотонов:

$$\langle n-1 \mid c \mid n \rangle = \langle n \mid c^+ \mid n-1 \rangle = \sqrt{n}\, e^{-i\omega t}. \qquad (7)$$

Это позволяет интерпретировать операторы c и c^+ как операторы соответственно поглощения и испускания фотона. Т. о., потенциалы поля в квантовой теории являются совокупностью операторов испускания и поглощения. Средние значения операторов c и c^+ равны нулю. Это соответствует (наглядно) тому, что усредненные по периоду значения поля электромагнитной волны равны нулю. Средние же значения квадратичных величин, составленных из c и c^+, отличны от нуля. Так, $c^+c = n$, т. е. числу фотонов, отвечающих данной волне, а $cc^+ = n + 1$.

Большое значение в К. э. имеет понятие вакуума, определенное как состояние поля с наименьшей энергией. Как видно из (5), W минимальна при $n_{k\lambda} = 0$ (естественно, вакуумом является состояние поля с наименьшей энергией, в к-ром нет фотонов). Из (5) следует также, что энергия вакуума W_0 отлична от нуля: $W_0 = \frac{1}{2}\sum \hbar\omega_k$, т. е. равна сумме энергий нуле-

вых колебаний всех осцилляторов поля. Т. к. число осцилляторов (т. е. степеней свободы поля) бесконечно, то и W_0 бесконечно. Это — 1-я бесконечность, с которой сталкивается К. э. Непосредственно она не представляет серьезной угрозы для физ. картины квантованного поля. Во-первых, всегда существенны не абсолютные значения энергий, а их разности, из к-рых постоянная (даже бесконечная) выпадает. Во-вторых, можно и формально переопределить общее выражение энергии поля так, чтобы энергия вакуума равнялась нулю. Для этого надо понимать под энергией поля след. оператор: $W = \frac{1}{8\pi}\int N(H^2 + E^2)dV$, где N — символ *нормального произведения*. Такое определение является равноценным с прежним обобщением классич. выражения энергии. Оно приводит к тому, что (2) заменяется на $W = \sum_{k\lambda} c^+_{k\lambda}c_{k\lambda}\hbar\omega_k$, а (5) — на $W = \sum_{k\lambda} n_{k\lambda}\hbar\omega_k$.

Физ. значение вакуума (т. е. нулевых колебаний поля, квантовых флуктуаций или неопределенностей, содержащихся в соотношениях коммутации) проявляется при взаимодействии с др. полями, напр. электронным. При этом могут играть существенную роль операторы типа cc^+, средние значения к-рых в состоянии вакуума отличны от нуля. Поэтому свойства вакуума имеют значение в конкретных физ. процессах.

Квантование электронного поля. В нерелятивистской квантовой механике электрон описывается полем ψ, с помощью к-рого можно найти распределение вероятностей всевозможных физ. величин, относящихся к электрону. В релятивистской области, однако, невозможно строго сформулировать задачу об одном электроне или заданном числе электронов, т. к. здесь частицы могут возникать и исчезать. Вместо этого релятивистская квантовая теория рассматривает поле ψ не как числовую ф-цию, а, подобно случаю электромагнитного поля, как операторную величину, описывающую нек-рую динамич. систему — электронное поле. Решение квантовомеханич. задачи об этом поле должно привести к понятию частиц — электронов и позитронов, так же как квантовомеханич. решение задачи об электромагнитном поле привело к понятию о фотонах. Такой метод рассмотрения задачи о частицах в квантовой механике наз. методом вторичного квантования. Он иногда применяется и в нерелятивистской механике для описания системы с данным числом частиц, но в релятивистской квантовой механике, где число частиц переменно, он становится необходимым.

Для электронного поля при отсутствии внешних сил также можно выбрать нормальные координаты, разложив ψ на плоские волны:

$$\psi = \sum_{k\mu} (a_{k\mu}u_{k\mu}e^{ikr} + b^+_{k\mu}v_{-k\mu}e^{-ikr}),$$
$$\psi^+ = \sum_{k\mu} (a^+_{k\mu}u^+_{k\mu}e^{-ikr} + b_{k\mu}v^+_{-k\mu}e^{-ikr}), \qquad (8)$$

где μ — индексы, а u и v — амплитуды, характеризующие поляризацию волны. Т. к. поле ψ комплексно, то в разложение входят 2 типа переменных a и b, отвечающих двум типам волн: с положительными и отрицательными частотами. Энергия поля W и импульс $\boldsymbol{P}$ выразятся через эти переменные ф-лами:

$$W = \sum_{k\mu} (a^+_{k\mu}a_{k\mu} - b_{k\mu}b^+_{k\mu})E, \qquad (9)$$

$$\boldsymbol{P} = \sum_{k\mu} (a^+_{k\mu}a_{k\mu} - b_{k\mu}b^+_{k\mu})\boldsymbol{p}, \qquad (10)$$

где $\boldsymbol{p} = \hbar\boldsymbol{k}$, $E = c\sqrt{k^2 + m^2}$, m — масса электрона. Эти выражения в такой же степени являются следствием ур-ния Дирака для поля ψ, как выражения для энергии и импульса электромагнитного поля — следствием *Максвелла уравнений*.

Кроме того, из ур-ния Дирака следует ур-ние непрерывности, связывающее плотность заряда ρ и плотность тока $\boldsymbol{j}$ соотношением $\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\boldsymbol{j} = 0$, к-рое имеет смысл закона сохранения электрич. заряда. Оно приводит к выражению для полного заряда поля

$$Q = e\sum_{k\mu} (a^+_{k\mu}a_{k\mu} + b_{k\mu}b^+_{k\mu}), \qquad (11)$$

где e — заряд электрона. Выражение для энергии электронного поля, так же как и для электромагнитного поля, подобно выражению для энергии совокупности осцилляторов. Однако условие положительности энергии приводит к перестановочным соотношениям, отличающимся знаком от (4),

$$a^+a + aa^+ = 1, \quad bb^+ + b^+b = 1. \qquad (12)$$

Тогда величины a^+a и b^+b могут принимать значения $a\ a = n_+$; $b^+b = n_-$, где n и n_+ могут быть равны только 0 или 1. Это как раз соответствует принципу Паули или *Ферми — Дирака статистике* для электронов и оправдывает выбор соотношений типа (12). Теперь энергия, импульс и заряд квантованного электронно-позитронного поля по отношению к вакууму соответственно равны

$$W = \sum_{k\mu} (n_{+k\mu} + n_{-k\mu})E, \qquad (13)$$

$$\boldsymbol{P} = \sum_{k\mu} (n_{+k\mu} + n_{-k\mu})\boldsymbol{p}_k. \qquad (14)$$

$$Q = c\sum_{k\mu} (n_{+k\mu} - n_{-k\mu}). \qquad (15)$$

n_+ интерпретируется как число электронов, а n_- — как число позитронов, соответственно тому, что они входят с разными знаками в выражение для заряда. Операторы a, a^+, b, b^+ имеют след., отличные от нуля, матричные элементы:

$$\langle 0_+ | a | 1_+ \rangle = \langle 1_+ | a^+ | 0_+ \rangle = \langle 0_- | b | 1_- \rangle = \langle 1_- | b^+ | 0_- \rangle = e^{-iEt}. \qquad (16)$$

Это означает, что a и a^+ являются соответственно операторами исчезновения (поглощения) и появления (испускания) электрона, а b и b^+ — позитрона. Электронное поле ψ и ψ^+ выражается совокупностью этих операторов. Если электроны находятся во внешнем поле сил, напр. электрич. поле ядра, то квантование может быть проведено тем же методом. В качестве нормальных координат в этом случае будут фигурировать коэфф. разложения поля ψ не по плоским волнам, а по системе решений ур-ния Дирака с учетом внешнего поля. Подобно вакууму электромагнитного поля, существенным в К. э. является и понятие вакуума электронного поля. Все, что было сказано выше о вакууме электромагнитного поля, можно перенести на вакуум электронного поля.

Взаимодействие электронов и фотонов. Взаимное влияние зарядов и электромагнитного поля как в классич., так и в квантовой теории может быть охарактеризовано величиной плотности взаимодействия

$$V(x) = j_\mu(x)A_\mu(x), \qquad (17)$$

где j_μ — 4-вектор плотности тока ($j_{123} = j$, а $j_4 = i\rho$), A — четырехмерный потенциал. Детальное рассмот-

рение показывает, что оператор плотности тока $j_\mu(x)$ может быть представлен в виде:

$$j_\mu(x) = ieN(\bar{\psi}(x)\, j_\mu\, \psi(x)),$$

где N — символ нормального произведения, j_μ — *Дирака матрицы*. Запись оператора плотности тока в виде нормального произведения позволяет при рассмотрении релятивистски инвариантной теории возмущений применить т. н. теорему Вика (см. *Хронологическое произведение*). Если электроны описываются полем ψ, ψ^+, то j пропорционально произведению $\psi^+\psi$ и V является выражением 3-й степени относительно переменных ψ^+, ψ и A, описывающих электромагнитное и электронное поля. Поэтому при наличии взаимодействия система электромагнитного и электронного полей не сводится к совокупности линейных гармонич. осцилляторов. Осцилляторы оказываются связанными и не могут колебаться независимо друг от друга. Квантовая задача о бесконечном числе ангармонически связанных осцилляторов, к к-рой сводится К. э., не может быть решена строго.

Практически, однако, электродинамич. задачи решаются с хорошей точностью методом теории возмущений. В теории возмущений квантовой механики базисной совокупностью квантовых состояний являются состояния невозмущенной системы, в данном случае невзаимодействующие фотоны и электроны. Возмущение (взаимодействие полей) приводит к *квантовым переходам* между этими состояниями, т. е. к изменению числа частиц, их энергий, импульсов и т. д. Задача о квантовых переходах адекватна задаче о рассеянии или столкновении частиц, к-рые до и после столкновения двигаются независимо друг от друга. Взаимодействие сказывается лишь в процессе столкновения. Применение метода теории возмущений предполагает малость взаимодействия, что оправдывается малостью заряда электрона. Оказывается, что малым параметром разложения теории возмущений является безразмерная величина $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$. Теория возмущений позволяет вычислить амплитуду вероятности перехода системы из нек-рого начального состояния i (его можно отнести к времени $t = -\infty$) в конечное состояние f ($t = +\infty$). Эта амплитуда обозначается через $\langle f|S|i\rangle$, вероятность процесса — определенной величиной $|\langle f|S|i\rangle|^2$. Совокупность величин $\langle f|S|i\rangle$ для всевозможных начальных и конечных состояний наз. *матрицей рассеяния* (или S-матрицей). В последовательной релятивистской инвариантной формулировке S-матрица имеет вид

$$S = T\exp\left\{(i/\hbar c)\int V(x)\, d^4x\right\}$$

или

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} S_n = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{i}{\hbar c}\right)^n \frac{1}{n!} \int d^4x_1 \ldots$$

$$\ldots \int d^4x_n T\,[V(x_1)\ldots V(x_n)], \qquad (18)$$

где T — означает хронологич. произведение. Ф-ла (18) является основой для построения т. н. *Фейнмана диаграмм*.

Первое приближение теории возмущений дает для S след. ф-лу:

$$S = -\frac{i}{\hbar}\int V d^4x, \qquad (18')$$

где интегрирование производится по всему пространству и времени. Т. к. V пропорционально произведению ψ, ψ^+ и A, то оно содержит операторы след. типов:

$$a^+ac;\quad a^+ac^+;\quad b^+bc;\quad b^+bc^+;\quad a^+b^+c;\quad abc^+.$$

Отсюда видно, что 1-е приближение содержит возможность след. процессов: 1) испускание одного электрона (или позитрона), сопровождаемое поглощением др. электрона (или позитрона) и испусканием или поглощением одного фотона, т. е. переход электрона (или позитрона) из одного состояния в др. с испусканием фотона; 2) образование или поглощение пары электрон — позитрон, сопровождаемое поглощением или испусканием фотона. Эти процессы изображаются графически (рис. 1). Сплошные линии отвечают электронам или позитронам, пунктирная — фотону. Вершине отвечает пространственно-временна́я точка, в к-рой произошло взаимодействие; по совокупности таких точек производится интегрирование. Законы сохранения энергии и импульса запрещают эти процессы в случае свободных частиц. Но в случае наличия дополнительных внешних полей, напр. кулоновского поля ядра, рис. 1 описывает излучение электрона в атоме, тормозное излучение электрона и образование электронно-позитронных пар фотоном в поле ядра и т. п. Во мн. случаях и внешнее поле рассматривается как возмущение. Тогда пунктирная линия диаграммы может изображать это поле и та же диаграмма описывает рассеяние электрона (напр., в кулоновском поле ядра).

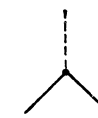


Рис. 1.

Первое приближение приводит только к процессам, в к-рых фигурируют 2 электрона и 1 фотон (считая отдельно частицы в начальном и конечном состояниях). В нем не содержится возможности рассеяния фотона электроном (когда имеется по одному электрону и фотону до и после столкновения), рассеяния электрона электроном (по 2 электрона до и после столкновения, фотонов нет) и др. Эти процессы, как оказывается, содержатся во 2-м приближении. Как и в обыкновенной квантовой механике, 2-е приближение теории возмущений описывает процесс перехода из начального состояния в конечное как последовательный переход из начального в промежуточное (виртуальное), а из последнего — в конечное состояние. Такими виртуальными состояниями в К. э. являются состояния с дополнительными (виртуальными) частицами. Т. к. виртуальные частицы испускаются, а затем поглощаются, то их роль сводится к среднему вакуумному значению соответствующих операторов испускания и поглощения (т. е. cc^+, aa^+, bb^+), связанных с нулевыми колебаниями поля. Эти средние совпадают с ф-циями Грина соответствующих ур-ний (Д'Аламбера для фотона, Дирака для электрона). Графически процессы 2-го приближения изображены на рис. 2. Здесь взаимодействие происходит в виде двух последовательных актов: в точке A электрон испускает фотон, а в точке B поглощает, или наоборот. Рис. 2, *а* описывает также превращение пары в 2 фотона и тормозное излучение электроном (одна из пунктирных линий отвечает кулоновскому полю ядра). Рис. 2, *б* описывает также взаимодействие электрона с позитроном, *Оже эффект* (если электроны находятся в атоме), внутреннюю конверсию γ-лучей (если одну сплошную линию отнести к нуклону в ядре, а 2-ю — к электрону атомной оболочки) и т. д. Аналогично можно изобразить процессы, отвечающие более высоким приближениям. На рис. 3, *а* представлена диаграмма излучения фотона при столкновении двух электронов, она же описывает образование пары при столкновении фотона

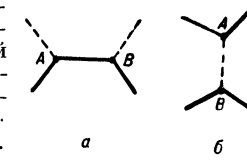


Рис. 2.

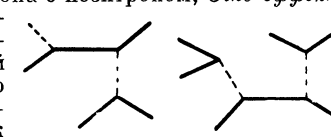


Рис. 3.

с электроном; на рис. 3, *б* — образование пары при столкновении двух электронов; на рис. 4 — рассеяние фотона фотоном. Таким способом, предложенным Р. Фейнманом, каждому процессу может быть сопоставлена своя диаграмма (или набор диаграмм). Число вершин в диаграмме соответствует порядку приближения теории возмущений. В каждой вершине сходятся 3 линии: 2 электронные (сплошные) и 1 фотонная (пунктирная), что отвечает первичному взаимодействию $V = jA$. Внешние линии (только одним концом входящие в вершину) изображают начальные и конечные состояния частиц; внутренние линии, оканчивающиеся в двух вершинах, — промежуточные или виртуальные состояния частиц. В процессе 2-го и более высокого порядка (как в обыкновенной квантовой механике) обязательно имеет место переход через промежуточные состояния. Диаграмма Фейнмана дает возможность написать выражение для элемента матрицы рассеяния (подробнее см. *Фейнмана диаграммы*).

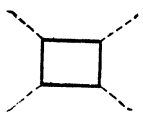


Рис. 4.

Радиационные поправки. Теория возмущений, выраженная изложенными правилами построения матричных элементов по диаграммам, позволяет учесть для каждого процесса не только 1-е, отличное от нуля, но и высшие приближения. Напр., рассеяние электрона во внешнем поле изображается в 1-м приближении диаграммой 1-го порядка (рис. 1). Поправки к рассеянию изображаются диаграммами 3-го порядка (рис. 5).

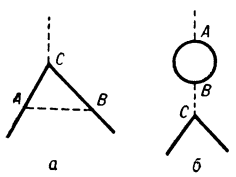


Рис. 5.

На рис. 5, *а* изображен процесс, в к-ром электрон испускает виртуальный фотон (точка A), к-рый он затем после рассеяния (точка C) снова поглощает (точка B). Это означает, что учитывается взаимодействие электрона с его собственным электромагнитным полем. Эффекты таких взаимодействий наз. *радиационными поправками*. Рис. 5, *б* изображает процесс, в котором внешнее электромагнитное поле образует виртуальную пару (точка A). Эта пара превращается в виртуальный фотон (точка B), который, поглощаясь электроном (точка C), вызывает его рассеяние. Эффекты такого типа наз. эффектами *поляризации вакуума*. Это назв. связано с тем, что виртуальная пара вызывает в пространстве некоторое распределение заряда и оказывает на внешнее поле действие, подобное поляризации диэлектрика, экранируя первичный заряд, создающий это поле. Действие радиационных поправок и поляризации вакуума (иногда оба фактора объединяют одним термином радиационные поправки) приводит к эффективному изменению потенциальной энергии электрона во внешнем электромагнитном поле. Два основных, след. отсюда явления хорошо изучены экспериментально и прекрасно подтверждают теорию: а) наличие аномального магнитного момента электрона: теоретич. значение отношения магнитного момента к магнетону Бора составляет $1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0{,}328\,\frac{\alpha^2}{\pi^2} = 1{,}00116$ (последнее слагаемое соответствует учету диаграммы 5-го порядка); б) расщепление 1-го возбужденного уровня атома водорода ($2p_{1/2}2s_{1/2}$), являющегося вырожденным без учета поправок. Выраженное в частотах по ф-ле $\Delta E = 2\pi\hbar\nu$, оно соответствует частоте $\nu = 1\,057{,}2$ *Мгц*.

Эти и др. подобные результаты удалось получить после устранения принципиальных трудностей теории, заключающихся в том, что, как правило, высшие приближения теории возмущений в К. э. выражаются через расходящиеся интегралы. Формальную причину этих расходимостей легко увидеть на диаграммах рис. 5. В треугольнике ABC рис. 5, *а* или двууголь-нике AB рис. 5, *б* один из импульсов виртуальных частиц после учета законов сохранения остается произвольным (в диаграммах рис. 1—3 импульсы виртуальных частиц определены заданием импульсов начальных и конечных частиц). Это соответствует тому, что электрон может излучить и затем поглотить фотон произвольной частоты или виртуальная пара может иметь любую энергию. Интегрирование по этому импульсу и приводит к бесконечности. Физически появление расходимостей показывает, что К. э. неправильно рассматривает процессы взаимодействия электронов с фотонами очень высоких энергий. Такой дефект существовал (и даже в еще большей степени) уже в классич. электродинамике. Там он проявлялся в бесконечной электромагнитной массе электрона и др. абсурдных результатах. Причина этих противоречий состояла в неприменимости теории на малых расстояниях (т. е. при малых длинах волн излучения). В классич. электродинамике эти расстояния — порядка классич. радиуса электрона $r_0 = 2 \cdot 10^{-13}$ *см*. В К. э. они несравненно меньше (порядка $r_0 \exp\{-1/2 3\pi \cdot 137\}$).

Устранение расходимостей в К. э. достигается методом перенормировок. Этот метод основан на том, что все расходимости сводятся к двум основным типам, причем 1 из них появляется при вычислении электромагнитной массы электрона, а др. — при вычислении степени экранирования заряда, вызванного поляризацией вакуума (см. *Перенормировка заряда, массы*). Т. к. экспериментально известно значение массы электрона и заряда электрона, причем на опыте заряд электрона измеряется по его действию на больших расстояниях, т. е. включает уже эффект экранирования (виртуальные пары локализованы в области порядка $\hbar/mc \approx 3 \cdot 10^{-11}$ *см*), то неправильно учитываемое теорией взаимодействие при высоких энергиях можно не вычислять, а «отнормировать» по этим опытным постоянным. Таких соображений совместно с требованиями калибровочной инвариантности (см. *Калибровочные преобразования*) электромагнитных потенциалов оказывается достаточно для получения конечных результатов.

Лит.: 1) Ахиезер А. И. и Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 2) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., 3 изд., М., 1956; 3) Швебер С., Бете Г., Гофман Ф., Поля, пер. с англ., М., 1957 (Мезоны и поля, т. 1). *В. Б. Берестецкий.*

КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ — источники монохроматич. электромагнитного излучения, работа к-рых, в отличие от обычных генераторов, имеющих в качестве осиовных элементов электронные приборы, основана на особенностях *индуцированного излучения* электромагнитных волн квантовыми системами, находящимися в возбужденном состоянии.

В К. г. используется индуцированное излучение квантов электромагнитной энергии возбужденными атомами, молекулами, ионами и т. д. Частота ω излученных квантов связана с начальной E_2 и конечной E_1 энергией квантовой системы соотношением $\omega = (E_2 - E_1)/\hbar$. Однако, для того чтобы в макроскопич. системах индуцированное излучение квантов преобладало над процессом резонансного поглощения тех же квантов, необходимо создание особых термодинамически неравновесных состояний веществ, к-рые принято наз. состояниями с *отрицательной температурой*. В этих состояниях на более высоком энергетич. уровне находится большее число частиц, чем на более низком, в то время как в обычных термодинамически равновесных состояниях имеет место обратное. Разность числа переходов в системе с индуцированным излучением и поглощением при прохождении через нее n квантов равна $wn(N_2 - N_1)$, где w — вероятность процесса индуцированного излучения или поглощения кванта, N_2 и N_1 — число частиц, находящихся соот-

ветственно на верхнем и нижнем энергетич. уровнях. Т. к. в состоянии с отрицательной темп-рой $N_2 > N_1$, то суммарный эффект эквивалентен усилению электромагнитного излучения при прохождении его через вещество.

Наиболее распространенные методы получения состояний с отрицательной темп-рой для сантиметрового и миллиметрового диапазонов — это сортировка возбужденных частиц в пучках неоднородным электрич. или магнитным полем. В этом методе пучок предварительно возбужденных, напр., термич. способом частиц пропускается через область пространства с неоднородным полем (напр., электрич., созданным квадрупольным конденсатором). Возникающий при этом в поле дипольный момент для частиц, находящихся на различных энергетич. уровнях, по-разному ориентирован относительно поля. Это приводит к появлению сил, стремящихся переместить частицы соответственно в область максимума или минимума применяемого для сортировки неоднородного поля, т. е. пространственно разделить частицы, находящиеся на различных энергетич. уровнях. Др. методом может служить возбуждение частиц внешним вспомогательным излучением, вызывающим переходы на определенные энергетич. уровни. В оптич. и инфракрасном диапазонах пользуются методами оптич. возбуждения атомов мощными лампами или электронными ударами в газовом разряде.

Для создания К. г. на основе сред с отрицательной темп-рой необходимо обеспечить в системе условия автоколебательного режима, что может быть сделано введением в систему обратной связи. При наличии обратной связи часть излученной энергии возвращается снова в систему и вызывает акты индуцированного излучения в последующие моменты времени. Поскольку при индуцированном излучении испускаемая электромагнитная волна полностью тождественна волне, вызвавшей акт индуцированного излучения, наличие обратной связи приводит к непрерывной передаче энергии от среды с отрицательной темп-рой определенному типу электромагнитной волны, т. е. приводит к непрерывному поддержанию в системе определенного колебательного режима. Устройства обратной связи в сантиметровом и миллиметровом диапазонах представляют собой замкнутые полости с высокопроводящими стенками, размеры к-рых близки к длине волны излучения, наз. объемными резонаторами. В результате частичного отражения электромагнитного поля от стенок резонатора оно локализуется в течение нек-рого времени после момента излучения внутри резонатора (т. е. возникают стоячие электромагнитные волны), что и реализует обратную связь в К. г.

Резонаторы К. г. оптич. и инфракрасного диапазонов частот имеют размеры, значительно превышающие длину волны излучения. В этом случае, поскольку явление дифракции в системе выражено слабо, нет необходимости применять полностью замкнутые полости, а лишь устройства, состоящие из двух плоских зеркал, расположенных друг против друга (эталоны Фабри—Перро). Квант света, двигаясь перпендикулярно к поверхности зеркал, будет поочередно отражаться от них и, т. о., будет локализован внутри резонатора в течение нек-рого времени, ограниченного частичным поглощением на поверхности зеркал или дифракцией на краях их. В резонаторах К. г. оптич. и инфракрасного диапазонов волн, в отличие от сантиметрового и миллиметрового диапазонов, обратная связь реализуется одновременно для мн. типов волн, имеющих близкие частоты или направления распространения, заключенные внутри небольшого интервала углов вокруг нормали к поверхности зеркал. Это обстоятельство несколько усложняет режим генерации в оптич. и инфракрасном диапазонах волн.

Для возникновения режима генерации необходимо выполнение условий самовозбуждения: мощность индуцированного излучения должна превосходить мощность потерь в генераторе. Условия самовозбуждения ограничивают минимальную разность числа частиц в единице объема $N_2 - N_1$, находящихся на верхнем и нижнем энергетич. уровнях, при к-рой еще возможна генерация в системе. Для генератора сантиметрового (или миллиметрового) диапазона условие самовозбуждения имеет вид

$$Q\frac{4\pi|d|^2}{\hbar\Delta\omega}(N_2 - N_1) > 1,$$

где d — матричный элемент дипольного момента перехода, $\Delta\omega$ — ширина линии излучения квантового перехода, Q — добротность резонатора. В оптич. диапазоне волн условие самовозбуждения можно записать в виде

$$\frac{2\pi^2 L}{3(1-\alpha)\lambda}\frac{4\pi|d|^2}{\hbar\Delta\omega}(N_2 - N_1) > 1,$$

где L — расстояние между зеркалами, α — коэфф. отражения, λ — длина волны излучения.

Излучение, даваемое К. г., обладает высокой степенью монохроматичности. Спектральная ширина линии излучения молекулярного генератора $\delta\omega$ обусловлена наличием спонтанного излучения и определяется выражением $\delta\omega = 2kT(\Delta\omega)^2/P$, где T — темп-ра резонатора, P — мощность излучения, k — постоянная Больцмана. Макс. значение мощности, излучаемой молекулярным генератором, равно половине от полной энергии возбуждения молекул, поступающих в резонатор в ед. времени.

Помимо высокой степени монохроматичности, в К. г. оптич. и инфракрасного диапазонов осуществляется высокая направленность излучения, ограниченная теоретически лишь дифракцией электромагнитной волны при выходе ее из резонатора. Это обусловлено тем, что обратная связь и выполнение условий генерации имеют место лишь для излучения, распространяющегося вблизи нормали к поверхности зеркал резонатора.

По своему принципиальному устройству К. г. представляет собой среду, находящуюся в состоянии с отрицательной темп-рой, помещенную внутри резонатора. Ряд дополнительных устройств обеспечивает возбуждение и сортировку частиц, вывод излучения из резонатора и т. д. Подробнее см. *Молекулярный генератор*, *Оптический генератор*.

Лит.: 1) Басов Н. Г. и Прохоров А. М., «УФН», 1955, т. 57, вып. 3, с. 485; их же, «Природа», 1958, № 7, с. 24; 2) Басов Н. Г. [и др.], «Вестн. АН СССР», 1961, № 3, с. 61. См. также лит. к статье *Квантовая радиофизика*.

О. Н. Крохин.

КВАНТОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ — самопроизвольные дискретные переходы квантовых систем из одних состояний в др., напр. испускание световых квантов возбужденными атомами. Понятие К. п. возникло одновременно с квантовой теорией: еще М. Планк вывел свою ф-лу для равновесного теплового излучения в предположении, что энергия вещества передается радиационному полю дискретными порциями, квантами. Впоследствии Н. Бор связал энергию светового кванта с изменением энергии электрона при переходе с одной стабильной орбиты на др. Тем самым понятие К. п. стимулировало дальнейший прогресс квантовой теории. Однако полное понимание природы К. п. оказалось возможным только тогда, когда квантовая механика дала определение состояния системы.

Система, способная к самопроизвольному К. п., должна обладать двумя различными состояниями, отвечающими одной и той же энергии. Так, атом и радиационное поле имеют по крайней мере 2 таких состояния: одно — возбужденный атом при отсутствии квантов в поле, другое — атом в основном состоянии и

квант в поле. При этом энергия кванта равна энергии возбуждения атома.

Строго определена энергия только вполне замкнутой системы. Поэтому энергия атома и поля в отдельности могут быть заданы лишь с нек-рым приближением. Следовательно, энергия каждого из состояний, начального и конечного, если рассматривать их раздельно, не может быть определена точно, т. к. под начальным понимается такое состояние, в к-ром атом заведомо возбужден, а квант еще не испущен. Здесь задаются раздельно состояния систем, находящихся во взаимодействии. Согласно принципу неопределенности, неточность задания энергии ΔE каждого из состояний, способных к переходу, связана со средним временем жизни данного состояния Δt неравенством $\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar$. Вычисление вероятностей К. п. составляет весьма важную задачу, решаемую квантовой механикой.

Лит.: Ландау Л. и Лифшиц Е., Квантовая механика, М., 1948 (Теоретич. физика, т. 5). *А. С. Кампанеец.*

КВАНТОВЫЕ СЧЕТЧИКИ — регистрирующие устройства, в к-рых фотоны определенной частоты инфракрасного и оптич. диапазонов однозначно преобразуются в кванты более высокой энергии. К. с. работают при низких темп-рах, при к-рых в отсутствие внешнего сигнала все частицы рабочего вещества практически находятся на нижнем уровне энергии ε_1, и поэтому в системе полностью отсутствуют шумы спонтанного излучения.

Пусть квантовая система имеет 4 энергетич. уровня $\varepsilon_1 < \varepsilon_2 < \varepsilon_3 < \varepsilon_4$. Кванты падающего на систему сигнала поглощаются веществом и переводят частицы на след. энергетич. уровень ε_2. Вспомогательное излучение более высокой частоты и большей интенсивности перебрасывает частицы с уровня ε_2 на самый высокий энергетич. уровень ε_4. Из этого возбужденного состояния частицы переходят спонтанно на низший (ε_1) уровень или на др. вспомогательный уровень ε_3 с испусканием фотона, к-рый принимается фотоумножителем или др. чувствительным приемником. Т. к. фотоумножитель способен регистрировать отдельные кванты в оптич. диапазоне, то такие системы обладают высокой чувствительностью. К. с. может обнаруживать кванты, частота к-рых заключена в интервале частот, определяемом шириной спектральной линии перехода $\varepsilon_1 \to \varepsilon_2$. В К. с., в силу отсутствия шумов спонтанного излучения, возможно достижение порога чувствительности, определяемого только внешним шумовым фоном, на к-ром наблюдается принимаемый сигнал. Ввиду отсутствия в литературе сообщений о разработке действующих К. с. нельзя оценить реально достижимые чувствительности этих устройств.

Лит.: 1) Weber J., «Phys. Rev.», 1957, v. 108, № 3, p. 537—41; 2) Bloembergen N., «Phys. Rev.», 1959, v. 2, № 3, p. 84—85; 3) Прохоров А. М., «ЖЭТФ», 1961, т. 40, вып. 5, с. 1384. *П. П. Пашинин.*

КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ — устройства, в которых электромагнитная волна, проходя через вещество, увеличивает свою энергию за счет энергии атомов вещества, сохраняя при этом первоначальную частоту, направление распространения, поляризацию, оставаясь при этом когерентной с падающей на вход устройства волной.

Основную роль в квантовом усилении играют процессы *индуцированного излучения* и поглощения. В зависимости от преобладания того или др. процесса, происходит усиление или ослабление проходящей через вещество электромагнитной волны. Состояние системы атомов, находящихся на уровнях E_1, E_2,..., можно охарактеризовать числами N_1, N_2,..., равными числу атомов, имеющих соответственно энергии E_1, E_2,... Числа N_1, N_2,... обычно называют населенностями уровней энергии. Тогда количество переходов между уровнями энергии E_1 и E_2 ($E_2 > E_1$), индуцируемых проходящим в веществе излучением частоты $\nu = (E_2 - E_1)/h$ (h — постоянная Планка) и сопровождающихся излучением или поглощением кванта $h\nu$, равно соответственно $N_2 W_{21}$ и $N_1 W_{12}$; W_{21} и W_{12} — вероятности указанных индуцированных переходов. Т. к. $W_{21} = W_{12}$, то $N_2 W_{21} > N_1 W_{12}$, если $N_2 > N_1$. Следовательно, вещество может усиливать электромагнитное излучение на частоте $\nu = (E_2 - E_1)/h$ (при отсутствии в веществе др. потерь энергии, кроме потерь из-за индуцированного поглощения), если населенность верхнего уровня энергии E_2 больше населенности нижнего уровня энергии E_1. В состоянии термодинамич. равновесия имеет место обратное соотношение населенностей. Поэтому обычно вещества ослабляют проходящее излучение. Однако можно искусственно создать неравновесные состояния, в к-рых для каких-то двух определенных уровней энергии атомов вещества число частиц на верхнем уровне больше, чем на нижнем. Создание таких систем явилось основой разработки совершенно нового принципа усиления и генерации электромагнитных волн. О таком состоянии вещества иногда говорят как о состоянии с отрицательной темп-рой. Термин «отрицательная темп-ра» является условным и происходит из удобства описания отношения N_2/N_1 ф-лой Больцмана $N_2/N_1 = \exp(-h\nu/kT)$. Состояние вещества с отрицательной темп-рой наз. также состоянием с инвертированной разностью населенностей, чтобы подчеркнуть, что в этом случае $N_2 > N_1$, в противоположность обычно встречающемуся случаю $N_1 > N_2$. Вещество, находящееся в состоянии с отрицательной темп-рой, обладает, как это часто говорят, отрицательным поглощением. Этот термин подчеркивает, что при инверсии населенностей вещество из поглощающего становится усиливающим.

Изложенный выше принцип квантового усиления электромагнитного излучения применим для излучения любой частоты. При этом в силу свойств индуцированного излучения электромагнитное излучение вещества тождественно с первичным падающим на вещество излучением, т. е. совпадает с ним по частоте, направлению распространения и поляризации и когерентно во всем объеме вещества.

В случае очень низкой плотности излучения, когда число фотонов в волне может быть точно известно, волне нельзя приписать определенную фазу. В этом случае неприменимо классич. понятие когерентности усиленной волны с падающей на вещество волной, на к-ром основано определение усилительного устройства в радиотехнике. Однако в радио- и оптич. диапазонах частот, в к-рых работают К. у., плотности излучения обычно достаточно велики для того, чтобы поле излучения можно было рассматривать классически. В этом случае в соответствии с соотношением неопределенностей $\Delta n \Delta \varphi \gtrsim 1$ для фазы волны φ и плотности излучения n фаза распространяющейся в веществе волны точно определена и усиленное излучение когерентно в классич. смысле.

Существенную роль в К. у. играет и *спонтанное излучение*. В радиодиапазоне оно мало и обусловливает лишь шумы К. у., уровень к-рых в этом диапазоне чрезвычайно низок (см. ниже). В оптич. диапазоне спонтанное излучение может существенно сказываться на условиях получения состояний с отрицательной темп-рой. Оно же обусловливает значительные шумы К. у. в этом диапазоне частот.

Состояние с отрицательной темп-рой (см. выше) не является термодинамически равновесным. Система атомов, поглотивших энергию из поля проходящей в веществе волны, отклоняется от состояния равновесия. Возвращение системы атомов в состояние термодинамич. равновесия является релаксационным процессом, состоящим в превращении энергии, запасен-

ной атомами из поля распространяющейся в веществе волны, в энергию теплового движения. Скорость релаксационного процесса характеризуется временем релаксации. Для системы атомов, взаимодействующей с внешним полем излучения, следует рассматривать 2 процесса: приток энергии из поля излучения в систему атомов и отвод энергии от системы к среде. Когда скорость релаксационного процесса много выше скорости обмена энергией между полем волны и атомами вещества, то разность населенностей нижнего и верхнего уровней $N_1 - N_2$ практически не отличается от значения, соответствующего тепловому равновесию. При больших мощностях излучения скорость обмена энергией между полем волны и атомами вещества сильно превышает скорость релаксационного процесса. В этом случае населенности верхнего и нижнего уровней становятся одинаковыми, $N_1 \approx N_2$. Такое явление наз. эффектом насыщения, к-рый используется в трехуровневых К. у. (см. ниже).

Существует неск. методов получения в веществе состояний с отрицательной темп-рой. Все эти методы были предложены для усиления излучения в радиодиапазоне. Однако они пригодны для осуществления состояний с отрицательной темп-рой в любых системах и для любого диапазона частот.

Наиболее простыми для рассмотрения являются двухуровневые системы, т. е. системы, в к-рых «рабочими» служат только 2 определенных энергетич. уровня. Рассмотрим двухуровневые системы на примере парамагнитных кристаллов. Для построения усилителя пользуются двумя уровнями энергии парамагнитного иона во внешнем постоянном магнитном поле, соответствующими ориентациям магнитного момента иона вдоль поля (нижний уровень) и против поля (верхний уровень). В состоянии теплового равновесия число атомов с магнитным моментом, ориентированным вдоль магнитного поля, больше числа атомов с магнитным моментом, ориентированным против магнитного поля. Если быстро изменить направление приложенного магнитного поля на противоположное, то магнитные моменты, ориентированные до этого по полю, окажутся ориентированными против поля. Т. о., населенность верхнего уровня энергии станет больше населенности нижнего уровня энергии. Полученная система может служить для усиления электромагнитной волны частоты $\omega = \gamma H$, где H — величина приложенного постоянного магнитного поля, γ — постоянная для данного вещества величина. При $H \sim 10^3$—10^4 э ω лежит в радиодиапазоне.

Недостаток метода в том, что полученное состояние нестабильно: оно разрушается за время порядка времени релаксации. Поэтому система может быть пригодной для усиления только в течение ограниченного времени (меньшего, чем время релаксации); кроме того, изменение знака поля по той же причине должно быть произведено за время, меньшее времени релаксации. Для полей $\sim 10^3$—10^4 э и времени релаксации 10^{-6} *сек* это — технически сложная задача. Однако при темп-рах жидкого гелия времена релаксации становятся длиннее (10^{-2}—1 *сек*) и задача сильно облегчается.

Др. способом создания состояния с отрицательной темп-рой в двухуровневой системе является применение мощного вспомогательного излучения. Под действием импульса такого излучения длительности $t = h/E_i$ (E_i — энергия взаимодействия системы с полем излучения) в системе, первоначально находившейся в состоянии термодинамич. равновесия, осуществится инверсия населенностей. Как и в рассмотренном выше случае, полученная отрицательная темп-ра будет сохраняться в течение времени порядка времени релаксации в системе. Т. о., для реализации К. у. с помощью описанных выше двухуровневых систем в последних нужно периодически создавать состояния с отрицательной темп-рой. Очевидно, что К. у. такого типа работают только в импульсном режиме. Это относится ко всем двухуровневым усилителям на твердом теле. При применении молекулярных и атомных пучков можно получить и непрерывно действующие усилители: для создания отрицательной темп-ры пользуются т. н. сортировкой, при к-рой из большого числа атомов в пучке, находящихся в равновесном состоянии, отбираются атомы, находящиеся на верхнем из рассматриваемых уровней энергии. Примером реализации этого принципа может служить квантовый генератор на пучке молекул аммиака NH_3. Когда условия самовозбуждения квантового генератора неск. недовыполнены, он является усилителем. Однако вследствие своей узкополосности и малого диапазона перестройки это устройство не нашло применения в качестве усилителя (см. *Квантовые генераторы*).

Для усиления СВЧ в непрерывном режиме наиболее перспективными оказались трехуровневые парамагнитные К. у. со вспомогательным излучением на более высокой частоте. Пусть имеется система из трех уровней энергии (рис. 1). В равновесном состоянии наибольшее число атомов находится на наинизшем уровне. Отличие от двухуровневой системы состоит в том, что в трехуровневой схеме для получения инверсии населенностей уровней энергии E_3 и E_2 применяется дополнительное излучение с частотой вспомогательного перехода $\nu_{31} = (E_3 - E_1)/h$. При достаточной мощности вспомогательного излучения достигается насыщение по переходу $E_3 \leftrightarrow E_1$ и населенности уровней энергии E_1 и E_3 становятся равными друг другу. При этом можно получить избыток атомов на уровне *3* по сравнению с уровнем *2* (или на уровне *2* по сравнению с уровнем *1*). Это и соответствует состоянию с отрицательной темп-рой на частоте $\nu_{32} = (E_3 - E_2)/h$ (или на частоте $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$). Условия получения отрицательной темп-ры в системе трех уровней энергии определяются релаксационными процессами и соотношением между частотами ν_{31}, ν_{32} и ν_{21}. Если предположить, что $h\nu_{31} \ll kT$ и имеется насыщение по вспомогательному переходу ($N_1 = N_3$), то можно выразить разность населенностей рассматриваемых уровней энергии ф-лой

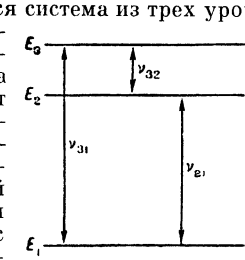


Рис. 1.

$$N_3 - N_2 = N_1 - N_2 = \frac{Nh}{3kT} \frac{w_{21}\nu_{21} - w_{32}\nu_{32}}{w_{21} + w_{32}}, \qquad (1)$$

где w_{ij} — вероятности безызлучательных переходов с уровней i на уровень j (i, j = 1, 2, 3), N — полное число атомов в системе.

Т. о., для получения инверсии населенности между уровнями $E_3 \leftrightarrow E_2$ ($E_2 \leftrightarrow E_1$) необходимо, чтобы выполнялось неравенство $\nu_{21}w_{21}/\nu_{32}w_{32} > 1$ (соответственно $\nu_{21}w_{21}/\nu_{32}w_{32} < 1$). Из написанного неравенства следует, что наиболее благоприятные условия получения инвертированной разности населенностей между уровнями $E_3 \leftrightarrow E_2$ осуществляются, когда уровень E_2 расположен ближе к уровню E_3, чем к E_1, а вероятности безызлучательных переходов между уровнями E_2 и E_1 больше, чем между уровнями E_3 и E_2. В случае равенства вероятностей безызлучательных переходов $w_{21} = w_{32}$ условия получения отрицательной темп-ры зависят только от соотношения частот ν_{32} и ν_{21}. Напр., для получения отрицательной темп-ры на частоте ν_{32} необходимо, чтобы $\nu_{21} > \nu_{32}$, т. е. чтобы частота вспомогательного излучения $\nu_{31} = \nu_{21} + \nu_{32}$ более чем вдвое превышала частоту сигнала.

Возможны различные способы реализации отрицательного поглощения, полученного в активном веществе на частоте ν_{32}. Одним из них является применение отражательных *объемных резонаторов*, заполненных веществом в состоянии с отрицательной темп-рой. В этом случае отрицательное поглощение активного вещества уменьшает потери энергии в резонаторе и, след., сужает его полосу пропускания. Это явление наз. регенерацией резонатора. При достаточной регенерации коэфф. отражения от резонатора становится бо́льшим единицы, т. е. отраженная от резонатора волна усиливается. Для такого усилителя коэфф. усиления по напряжению K связан с полосой пропускания $\Delta\nu$ усилителя соотношением

$$(K-1)\Delta\nu = 2\nu_{32}\left(\frac{1}{|Q_b|}-\frac{1}{Q_0}\right), \qquad (2)$$

где $|Q_b|$ — модуль отрицательной добротности активного вещества, а Q_0 — добротность ненагруженного резонатора. Величина $(K-1)\Delta\nu$ не зависит от степени связи резонатора с линией. При изменении связи меняются по отдельности значения K и $\Delta\nu$. Уменьшение связи резонатора с линией уменьшает потери энергии на излучение из резонатора в линию. Это приводит к увеличению добротности резонатора и тем самым к большей регенерации при той же величине отрицательного поглощения активного вещества. Поэтому уменьшение связи увеличивает K и уменьшает $\Delta\nu$. При достаточно малой связи может возникнуть генерация. Резонаторные К. у. в силу присущей им регенеративности довольно узкополосны; достигнуты значения $(K-1)\Delta\nu \approx 100$ *Мгц*. Как правило, резонаторы К. у. настраиваются одновременно и на частоту сигнала, и на частоту вспомогательного излучения. В дециметровом диапазоне эти двухчастотные резонаторы большей частью являются резонаторами коаксиального типа на частоте сигнала и одновременно объемными резонаторами волноводного типа на частоте вспомогательного излучения. В качестве коаксиальных резонаторов применяются либо нагруженные емкостью отрезки коаксиальных линий, либо отрезки полосковых линий. На рис. 2 приведено схематическое изображение полоскового резонатора К у. Волноводный тракт вспомогательного излучения *1* связан с резонатором небольшим отверстием *4*. Внутри резонатора находятся кристалл рубина *3*, служащий активным веществом, и металлич. полоса *6*, благодаря к-рой наряду с волноводным типом колебаний на частоте вспомогательного излучения возбуждается коаксиальный тип колебаний на частоте усиливаемого сигнала. Петля *5* связывает резонатор с коаксиальным трактом усиливаемого излучения *2*. На более коротких волнах, начиная с $\lambda = 3$ *см*, наиболее удобными оказались объемные резонаторы, в к-рых возбуждаются высшие типы колебаний на частотах сигнала и вспомогательного излучения.

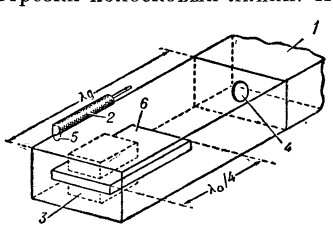


Рис. 2. Двухчастотный резонатор квантового усилителя. λ_0 — длина волны усиливаемого излучения; λ_g — длина волны вспомогательного излучения в волноводе.

Блок-схема трехуровневого квантового парамагнитного усилителя резонаторного типа изображена на рис. 3. Двухчастотный резонатор с парамагнитным кристаллом помещен в криостат с жидким гелием. Постоянное магнитное поле в веществе создается электромагнитом, между полосами которого расположен криостат. Магнитное поле наряду с кристаллич. полем обусловливает расщепление энергетич. уровней парамагнитного иона в кристалле, переходы между к-рыми используются для квантового усиления. Генератором вспомогательного излучения обычно служит *клистрон*. Между клистронным генератором и резонатором включается ферритовый вентиль, который обеспечивает прохождение волны лишь в одном направлении, и переменный аттенюатор для регулировки величины мощности вспомогательного излучения, поступающей в резонатор. В тракте основного излучения для развязки входной и выходной цепей усилителя применяется ферритовый четырехплечий циркулятор. Через плечо *1* циркулятора входной сигнал проходит только в плечо *2*, с к-рым соединен резонатор с активным веществом. Отраженный от резонатора усиленный сигнал, поступающий в плечо *2*, проходит только в плечо *3*, в к-рое включен стандартный приемник СВЧ. Чтобы избежать связи выхода усилителя со входом, к-рая возможна через плечо *2* в случае недостаточного согласования приемника СВЧ с волноводным трактом, в плечо *4* включена согласованная нагрузка. Развязка двух плеч в стандартных циркуляторах СВЧ-диапазона составляет 25—30 *дб* при прямых потерях 0,5 *дб*. Именно эти потери, а также потери в волноводах, находящихся при комнатной темп-ре 300° К (в отличие от двухчастотного резонатора, находящегося в жидком гелии и имеющего темп-ру 2—4° К), дают основной вклад в шумы всего прибора в целом (см. ниже).

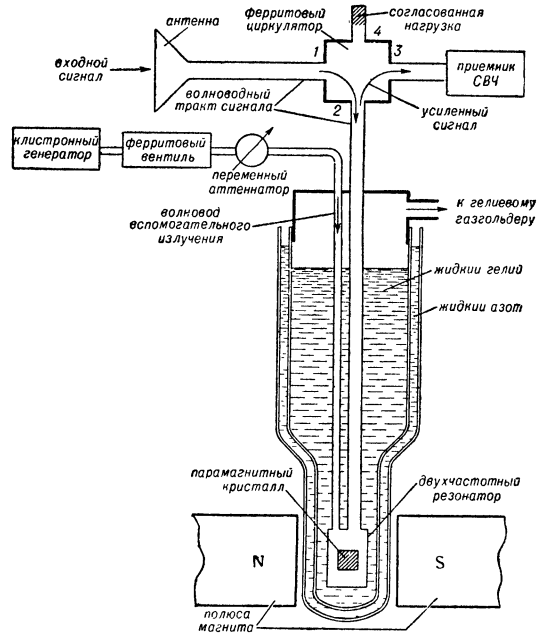


Рис. 3. Блок-схема трехуровневого резонаторного квантового парамагнитного усилителя СВЧ-диапазона.

Расширение полосы пропускания К. у. может быть получено путем применения связанных резонаторов. Значительно более перспективны для этой цели системы с бегущей волной. Если активное вещество помещено в нек-рую волноводную систему, по к-рой усиливаемое излучение распространяется в виде бегущей волны, то в силу того, что вносимое веществом поглощение отрицательно, будет происходить экспоненциальное увеличение интенсивности этого излучения. Коэфф. усиления К. у. бегущей волны G по мощности без учета потерь в системе равен

$$G = \exp\{2\pi mn/|Q_s|\}, \qquad (3)$$

где $m = c/v_г$ — замедление групповой скорости $v_г$ в системе, $n = l/\lambda_0$ (λ_0 — длина волны в свободном пространстве, l — длина системы). Полоса пропускания этого усилителя Δf определяется шириной линии поглощения $\Delta f_п$ и зависит от достигнутого усиления

$$\Delta f = \Delta f_п \sqrt{3/(G_{дб} - 3)}, \qquad (4)$$

$G_{дб}$ — коэфф. усиления в *дб*. Разработаны К. у. бегущей волны с усилением 20—30 *дб* и полосами пропускания 25 *Мгц*.

Блок-схема квантового парамагнитного усилителя бегущей волны СВЧ-диапазона приведена на рис. 4. Применение замедления электромагнитной волны на частоте сигнала по групповой скорости позволяет осуществить эффективное взаимодействие проходящего излучения с парамагнитным кристаллом при практически выполнимых размерах системы (≈ 10 *см*). Для сравнения укажем, что в случае коэфф. замедления $m = 1$ для типичных значений магнитной добротности вещества $Q_в = -200$ и коэфф. усиления 27 *дб* необходимо было бы иметь [см. ф-лу (3)] систему длиной в 200 длин волн в свободном пространстве, что для излучения с длиной волны 1 *см* составляет 2 *м*. Очевидно, что технические трудности работы с такой системой в постоянном однородном магнитном поле и при темп-рах жидкого гелия чрезвычайно велики.

Изображенный на рис. 4 усилитель бегущей волны является системой проходного типа, не содержащей на частоте сигнала узкополосных элементов, что позволяет производить его быструю перестройку. Однонаправленность усиления достигается за счет резко зависящего от направления распространения волны т. н. «невзаимного» взаимодействия поля проходящего

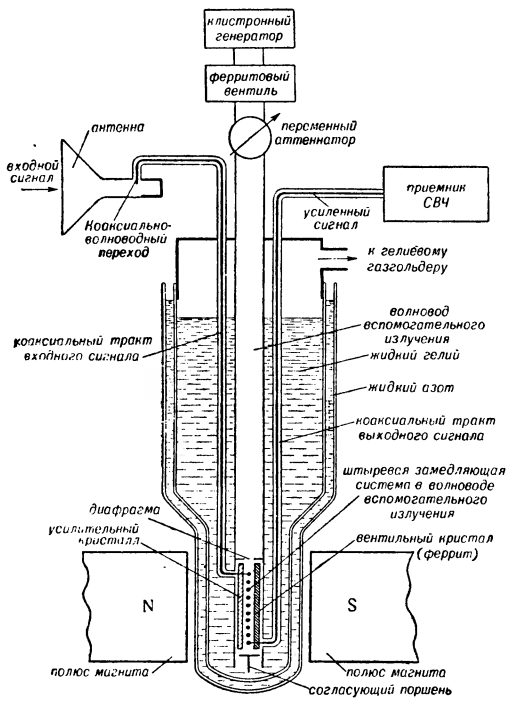


Рис. 4. Блок-схема трехуровневого квантового парамагнитного усилителя бегущей волны СВЧ-диапазона.

излучения с парамагнитным кристаллом. Для этого парамагнитный материал размещается в тех местах замедляющей структуры, где высокочастотное магнитное поле имеет круговую поляризацию. Чтобы избежать возникновения паразитной регенерации из-за отражений в структуре, а следовательно сужения полосы пропускания усилителя, в систему по тому же принципу, что и однонаправленное усиление, введены однонаправленные потери. Кристалл феррита (вентильный на рис. 4) расположен в структуре так, что он практически не взаимодействует с падающей на вход усилителя волной, но полностью поглощает отраженную волну. Вместо феррита для развязки входа и выхода усилителя пользуются таким же парамагнитным кристаллом, какой применяется для усиления, но с более высокой концентрацией парамагнитных ионов; т. о., мощность вспомогательного излучения оказывается слишком малой для того, чтобы существенно нарушить термодинамич. равновесие и создать отрицательную темп-ру. Вносимые кристаллом потери достаточно велики, чтобы обеспечить развязку ~ 30 *дб*.

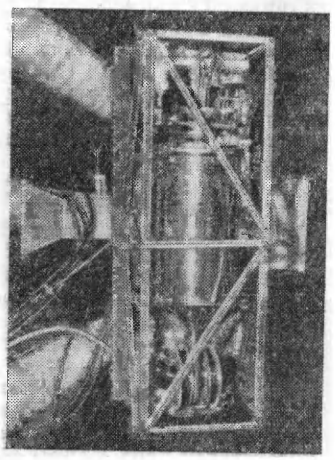


Рис. 5. Общий вид 21-сантиметрового квантового усилителя.

Схема усилителя бегущей волны на рисунке 4, в отличие от схемы резонаторного К. у. (рис. 3), не содержит ферритового циркулятора. Ее невзаимный элемент (вентильный кристалл) находится при темп-ре жидкого гелия. Это существенно уменьшает эффективную темп-ру шумов (см. ниже) такого усилителя. Принципы работы усилителя бегущей волны см. в ст. *Лампа бегущей волны*. Общий вид К. у. дан на рис. 5 и 6.

Рис. 6. Квантовый усилитель в фокусе радиотелескопа.

Основное преимущество К. у. радиодиапазона перед всеми усилителями др. типов — низкий уровень их собственных шумов. Именно это явилось причиной бурного развития работ по К. у. в радиодиапазоне. Оценивать шумы усилителей принято по той мощности шумов $p = kT_э\Delta\nu$, к-рую надо подать на вход идеального нешумящего усилителя с полосой пропускания $\Delta\nu$, чтобы получить на выходе ту же мощность шумов, к-рую дает реальный усилитель. $T_э$ характеризует спектральную плотность шумов и наз. эффективной темп-рой шумов усилителя. В К. у. источниками шумов являются тепловое излучение резонатора и спонтанное излучение системы атомов. При гелиевых темп-рах тепловое излучение очень мало, а т. к. эффективная темп-ра шумов спонтанного излучения $\sim h\nu/k$, то в радиодиапазоне эффективная темп-ра собственных шумов К. у. $\sim 1°$ К, что и подтверждается экспериментально. Эта величина в 3 000—10 000 раз меньше эффективной темп-ры шумов стандартных

приемников СВЧ. Т. о., применение К. у. может привести к значительному улучшению чувствительности радиоприемных устройств. Следует, однако, различать чувствительность собственно К. у. и чувствительность радиоприемного устройства с К. у. Первая чрезвычайно велика. Для 2-й существенную роль в определении общего порога чувствительности играют шумы космоса, атмосферы, антенны и подводящих устройств. В типичных условиях сантиметрового диапазона при наблюдении под небольшими углами к горизонту применение К. у. при приеме регулярных сигналов приводит к 10-кратному улучшению чувствительности. При бо́льших углах величина выигрыша доходит до 50. При приеме шумовых сигналов, напр. в радиоастрономии, требуются широкие полосы пропускания. Здесь особенно целесообразно применение К. у. бегущей волны и может быть получен 100-кратный выигрыш.

К числу недостатков К. у. радиодиапазона на рубине (см. ниже) относится то, что в силу эффекта насыщения по сигнальному переходу они насыщаются уже при малых уровнях выходного сигнала ($\approx 10^{-6}$ *вт*) и время восстановления усиления после снятия насыщающего сигнала 50—500 *мксек*. Усилители на рутиле с хромом имеют малое время релаксации и в значительной степени лишены этого недостатка.

Во всех трехуровневых К. у. используются уровни энергии парамагнитного иона, изоморфно введенного в кристаллич. решетку диамагнитного кристалла — разбавителя. Эти уровни энергии обусловлены взаимодействием иона с внутрикристаллич. электрич. полем и внешним магнитным полем (см. *Парамагнитный резонанс электронный*). Наиболее широкое применение в квантовых усилителях радиодиапазона нашел ион Cr^{3+} в корунде Al_2O_3 (рубин). На этом веществе созданы К. у. в диапазоне от 2 *см* до 1 *м*. В более высокочастотном диапазоне применяются ионы Fe^{3+} и Cr^{3+} в решетке рутила TiO_2, а также ион Fe^{3+} в решетке корунда. Большинство описанных К. у. осуществлены на рубине.

С помощью К. у. было получено существенное увеличение чувствительности радиотелескопов и увеличение дальности действия радиолокационных станций и трансконтинентальных линий связи.

Лит.: 1) Басов Н. Г. и Прохоров А. М., «ЖЭТФ», 1954, т. 27, вып. 4 (10), с. 431; 1955, т. 28, вып. 2, с. 249; 2) Gordon J. P., Zeiger H. J. and Townes C. H., «Phys. Rev.», ser. 2, 1954, v. 95, № 1, p. 282; 1955, v. 99, № 4, p. 1264; 3) Bloembergen N., там же, 1956, v. 104, № 2, p. 324; 4) Scovil H. E. D., Feher G. and Seidel H., там же, 1957, v. 105, № 2, p. 762; 5) McWhorter A. L. and Meyer J. W., там же, 1958, v. 109, № 2, p. 312; 6) Зверев Г. М. [и др.], «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 6, с. 1660; 7) Басов Н. Г., Крохин О. Н. и Попов Ю. М., «УФН», 1960, т. 72, вып. 1, с. 161; 8) Зингер Дж., Мазеры. Квантовые усилители и генераторы, пер. с англ., М., 1961; 9) Троуп Г., Квантовые усилители и генераторы, М., пер. с англ., 1961; 10) Зверев Г. М., Карлов Н. В., Корниенко Л. С., Маненков А. А., Прохоров А. М., «УФН», 1962, т. 76, вып. 1; 11) Bloembergen N., Solid state masers, в кн.: Progress in low temperature physics, v. 3, N. Y., 1961, ch. 9, p. 396; 12) Квантовые парамагнитные усилители. Сб. статей, пер. с англ., М., 1961. *П. П. Пашинин.*

КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА — целые или полуцелые числа, определяющие возможные дискретные значения физ. величин системы, подчиняющейся квантовым законам (см. *Атом*, *Ядро атомное*, *Молекула*). При нахождении возможных значений физ. величин согласно квантовой теории — при квантовании — могут получаться как дискретные, так и непрерывные значения соответствующих величин. Дискретные значения физ. величин обычно зависят от К. ч.

В *Бора теории атома* К. ч. получаются при наложении на движение системы по законам классич. механики дополнительных квантовых условий. В *квантовой механике* К. ч. получаются автоматически при нахождении собственных значений стационарного *Шредингера уравнения*: $\hat{H}\psi = E\psi$, где собственные значения E оператора $\hat{H}$ дают возможные значения энергии системы.

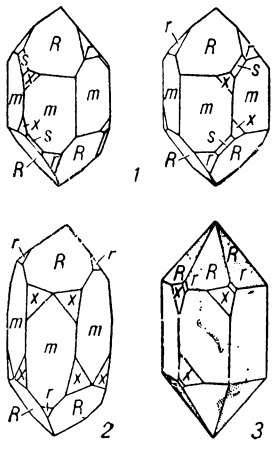
Квантование энергии атома водорода приводит к ее зависимости от *главного квантового числа* n. Для квадрата момента количества движения M^2 и его проекции M_z на выделенное направление z получают квантовомеханич. ф-лы: $M^2 = I(I+1)h^2/4\pi$; $M_z = mh/2\pi$, определяющие возможные значения этих величин. К. ч. I и *магнитное квантовое число* m принимают для данной системы либо целые (*Бозе — Эйнштейна статистика*), либо полуцелые (*Ферми — Дирака статистика*) значения, в зависимости от того, содержит система четное или нечетное число частиц с полуцелым спином. В частности, для системы электронов, как частиц со спином $^1/_2$, при четном их числе значения I будут целыми, при нечетном — полуцелыми. Для *момента орбитального* К. ч. I и m всегда целые ($I = l$, где l — *азимутальное квантовое число*). В *квазиклассическом приближении квантовой механики* получают квантовые условия, в к-рых К. ч. n_i являются полуцелыми ($n_i = n_i' + {}^1/_2$, где $n_i' = 0, 1, 2, \ldots$). *М. А. Ельяшевич.*

КВАРЦ — минерал, одна из кристаллич. модификаций кремнезема — двуокиси кремния (SiO_2). В зависимости от темп-ры, давления и состава среды кремнезем кристаллизуется в виде кристобалита, тридимита или К., плотности к-рых равны 2,30, 2,27 и 2,655 *г/см*^{3} соответственно. Каждая из основных модификаций SiO_2 может существовать в низкотемпературной (α) и высокотемпературной (β) формах. В кристобалите α ⇄ β превращение происходит при 270—230°С, в тридимите — при 117°С. Предполагается, что кроме того имеются две мало отличающиеся между собой разновидности β-тридимита с темп-рой превращения ок. 163°С. При нагревании β-формы основных модификаций SiO_2 последовательно переходят одна в другую: β-кварц $\xrightarrow{870\,°C}$ β-тридимит $\xrightarrow{1470°C}$ β-кристобалит $\xrightarrow{1705°C}$ расплав. При быстром нагревании β-кварц плавится при 1550°С. Известны также две модификации SiO_2 — коэзит (плотность 3,01 *г/см*^{3}, структура триклинная) и стишовит (плотность 4,35 *г/см*^{3}, структура тетрагональная типа рутила), первоначально полученные искусственно при высоких статич. давлениях и темп-рах. Коэзит из К. и др. силикатов в присутствии минерализаторов образуется при 35 тыс. *кг/см*^{2} и 750°С, без минерализаторов из К. — при 90 тыс. *кг/см*^{2} и 2000°С [2]; стишовит получен из К. при 160—180 тыс. *кг/см*^{2} и 1200—1400°С [4] (значения давлений определены по реперным точкам Бриджмена, см. *Манометры*). Обе эти модификации были обнаружены в метеоритных кратерах, а коэзит также в кратере атомной бомбы и в искусственных алмазах.

При атм. давлении β-кварц (гексагональная структура) устойчив при 870—575° С, тригональный α-кварц — ниже 575°С. С повышением давления до 10 тыс. *кг/см*^{2} темп-ра α — β превращения повышается прибл. до 810° С. Это позволяет считать, что на глубинах свыше 25—30 *км* в горных породах присутствует β-кварц. При обычных темп-ре и давлении всегда имеют дело с α-кварцем, к к-рому и относится дальнейшее описание. *Л. Д. Ливший.*

К. дает кристаллы тригонально трапецоэдрического вида симметрии. Пространственная группа $C3_12$ или $C3_22$. Кристаллич. решетка К. построена из кремнекислородных тетраэдров. Каждый ион кремния связан с четырьмя окружающими его ионами кислорода, а каждый ион кислорода, осуществляя соединение тетраэдров, связан с двумя ионами кремния.

В направлении главной оси тетраэдры расположены по винтовой линии. Вдоль винтовых осей в решетке имеются каналы радиусом ок. 1 Å. Параметры элементарной ячейки $a = 4{,}903$Å, $c = 53{,}93$Å; количество молекул в элементарной ячейке $M = 3$. Кристаллы К. — удлиненно-призматич. или дипирамидальные с гранями гексагональной призмы и двумя ромбоэдрами. Кристаллы левого и правого К. различаются по расположению граней трапецоэдра и тригональной дипирамиды (рис., *1*). Часто К. сдвойникован и кажущиеся монокристаллы оказываются тесным срастанием или прорастанием двух индивидов. Сростки левого К. с правым, в к-рых решетка одного является зеркальным изображением др. в плоскости, нормальной к оси 2-го порядка, наз. бразильскими двойниками (рис., *2*). Двойники, сложенные из одноименных левых или правых индивидов, повернутых друг относительно друга по вертикальной оси на 180°, наз. дофинейскими (рис., *3*). Дофинейские двойники возникают в результате внутр. пластич. перестройки решетки кристалла при механич. напряжениях, вызванных термич. сжатием или приложением внешних сил. Кристаллы К. иногда достигают размеров более 1 *м* по главной оси. Скрытокристаллич. волокнистые разновидности кремнезема — агат и халцедон — построены из тончайших волоконец К., удлиненных в направлении оси *a*.



Кристаллы кварца: *1* — правый и левый кристаллы кварца; *2* — бразильский, *3* — дофинейский двойники кварца; пунктирная линия — граница обоих индивидов; *R* — грани положительного ромбоэдра; *r* — грани отрицательного ромбоэдра; *m* — грани призмы; *s* — грани тригональной дипирамиды; *x* — грани тригонального трапецоэдра.

Твердость по Моосу 7. Хрупок. Излом раковистый. Блеск стеклянный. Плавится в стекло при 1700° С. Оптически одноосный, положительный, для $\lambda = 589{,}3 m\mu$ $N_e = 1{,}55336$, $N_o = 1{,}54425$. Неокрашенный К. прозрачен для ультрафиолетовых и отчасти для инфракрасных лучей, предел прозрачности — 0,2 *мм* для $\lambda = 145$—$150 m\mu$, 20 *мм* для $\lambda = 165 m\mu$. Наличие винтовых осей определяет оптич. активность К., вдоль оптич. оси характеризующуюся след. данными (для 15° С):

Длина волны в $m\mu$	486	546	589	728
Вращение в градусах на *мм* толщины кварца	32,7	25,5	21,7	13,9

В направлении оптич. оси левые кристаллы К. вращают плоскость поляризации влево, правые — вправо. Чистый К. бесцветен; ничтожные посторонние примеси вызывают разнообразную окраску К. Известны дымчатая разновидность К. — морион, раухтопаз; фиолетовая — аметист; желтая — цитрин. Обладает пьезоэлектрич. свойствами. Величины диэлектрич. проницаемости ε_{ij}, пьезоэлектрич. модулей d_{ij} и упругих коэфф. s_{ij} при комнатной темп-ре: $\varepsilon_{11} = 4{,}58$; $\varepsilon_{33} = 4{,}70$; $d_{11} = -6{,}76 \cdot 10^{-8}$; $d_{14} = 2{,}56 \times 10^{-8}$; $s_{11} = 1{,}279$, $s_{12} = -0{,}159$; $s_{13} = -0{,}110$; $s_{14} = -0{,}446$; $s_{33} = 0{,}956$; $s_{44} = 1{,}978$; $s_{66} = 2{,}865 \times 10^{-12}$. Коэфф. линейного расширения: перпендикулярно к оси 3-го порядка $13{,}4 \cdot 10^{-6}$, вдоль — 8×10^{-6} 1/°С. Коэфф. объемного расширения: при 0°С = $= 33{,}6 \cdot 10^{-6}$, при 100°С = $40 \cdot 10^{-6}$, при 550°С = $= 141 \cdot 10^{-6}$ 1/°С. Теплоемкость: при 0°С = $166{,}4 \times 10^3$, при 550° С = $316 \cdot 10^3$ *ккал/моль*. Теплота превращения β—α-кварца 2,5 *ккал/моль*. Плавленый К.— хороший изолятор, сопротивление кубика с ребром в 1 *см* при 18° С = $5 \cdot 10^{18}$ *ом/см*, коэфф. линейного расширения $0{,}57 \cdot 10^{-6}$ *см*/°С. Кристаллы К. получают искусственно из водных растворов SiO_2 при повышенных давлениях и темп-рах (т. н. гидротермальный синтез). Подробнее см. *Синтез минералов*.

Из монокристаллов К. изготовляются призмы для спектрографов, линзы и пластины для ультрафиолетовой оптики, компенсационные клинья для поляризационных микроскопов; интерференц. светофильтры, изогнутые кристаллы для рентгеновской спектроскопии, пьезометрич. препараты; пьезоэлектрич. стабилизаторы частоты, фильтры и резонаторы для радиотехнич. целей; пластинки для получения и приема ультразвуковых колебаний. Плавленый К. применяется в качестве прозрачного материала, устойчивого при высоких темп-рах, в ультрафиолетовой оптике, для изготовления хим. посуды. Изделия из синтетич. двуокиси кремния высокой степени очистки применяются в производстве полупроводниковых материалов (кремния). Окрашенные разновидности К. — аметист, цитрин, дымчатый К. (раухтопаз) — гранятся для ювелирных целей.

Лит.: Шубников А. В., Кварц и его применение, М.—Л., 1940; 2) Холл Г., Исследование в области сверхвысоких давлений, «УФН», 1959, т. 67, вып. 4; «J. Geophys. Res.», 1960, v. 65, № 2, p. 749 (Фазовые диаграммы систем SiO_2 при высоких давлениях); 3) Yoder H. S., «Trans. Amer. Geophys. Union», 1950, v. 31, p. 827—35; 4) Стишов С. М. и Попова С. В., «Геохимия», 1961, № 10, с. 837.

М. О. Клия.

КВАРЦЕВОЕ СТЕКЛО — стеклообразное состояние двуокиси кремния SiO_2. Промышленность выпускает К. с. двух назначений: технич. и оптич.

Технич. К. с. бывает непрозрачное и прозрачное. Непрозрачное К. с. применяется при изготовлении аппаратуры для хим. промышленности, оборудования для предприятий по производству полупроводниковых материалов, аппаратов для получения химически чистых кислот, реактивов и реактивных изотопов, высоковольтных и высокочастотных изоляторов и т. д. Технич. прозрачное К. с. применяется для изготовления различной хим. посуды, трубок и в производстве ртутно-кварцевых ламп.

Оптич. К. с. бывает трех сортов: без заметной полосы поглощения при длине волны 240 $m\mu$, с полосами поглощения при длинах волн 240 $m\mu$ и 2,7 μ и без заметной полосы поглощения при длине волны 2,7 μ. При темп-ре 20°С оптич. постоянные К. с. таковы: показатель преломления $n_D = 1{,}4586 \pm 4 \cdot 10^{-4}$; средняя дисперсия $n_F - n_C = 0{,}00675 \pm 3 \cdot 10^{-5}$; коэфф. дисперсии $(n_D - 1)/(n_F - n_C) = 67{,}9$. Благодаря малому линейному расширению (см. табл.) К. с.

Средний коэфф. линейного расширения	В пределах темп-р от °С	до °С
$2 \cdot 10^{-7}$	— 60	+ 20
$5 \cdot 10^{-7}$	+ 20	+120
$6 \cdot 10^{-7}$	+120	+420
$5 \cdot 10^{-7}$	+420	+600

термостойко, его жаропрочность 1 000° С, а темп-ра спекания 1 250° С. Удельное электросопротивление при комнатной темп-ре $1{,}8 \cdot 10^{19}$ *ом/см*, диэлектрич. проницаемость 3,75. Из механич. свойств следует указать: удельный вес — 2,21 *г/см*; твердость по шкале Мооса — 7,0; модуль упругости — 7 000 *кг/мм*^{2}.

К. с. химически устойчиво как к влажной атмосфере, так и к кислым растворам. В зависимости от назначения оптич. К. с. бывает разного качества в зависимости от наличия оптич. однородности, свильности, мелкозернистой неоднородности, пузырности, люминесценции, двойного лучепреломления и пропускания в области спектра 170 — 3 600 *mμ*.

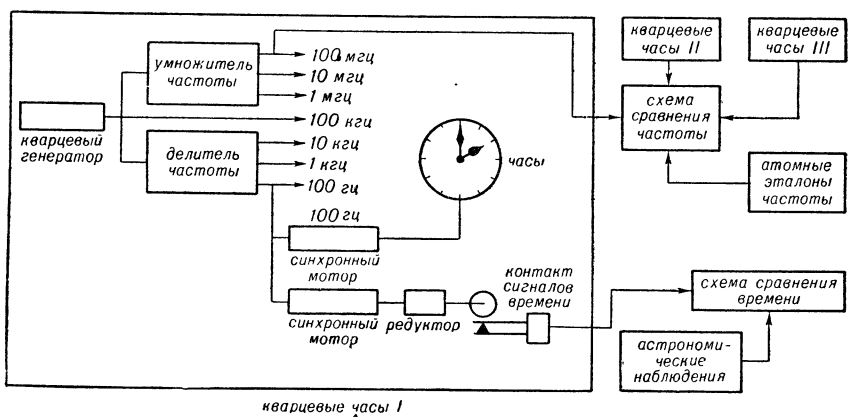
Оптич К. с. благодаря его ценным физико-химич. свойствам (малому коэфф. линейного расширения, высокой прозрачности в ультрафиолетовой части спектра, хорошей термостойкости, высокой химич. устойчивости) находит широкое применение в различных отраслях науки и техники.

В. С. Доладугина.

КВАРЦЕВЫЕ ЧАСЫ — прибор для точного измерения времени; ход К. ч. определяется колебаниями кварцевого резонатора. В службе времени обычно применяются группы из трех и более К. ч. К. ч. состоят из кварцевого резонатора, термостата и радиоустройств. Кварцевые резонаторы (см. *Пьезоэлектрические резонаторы*) для К. ч. должны иметь слабую зависимость резонансной частоты от темп-ры, большую добротность и обладать малым «старением», т. е. мало изменять резонансную частоту со временем. Это обеспечивается выбором формы резонаторов и методом их обработки. При резонансных частотах от 50 до 200 *кгц* наилучшими свойствами обладают кварцевые бруски и кольца, при частотах до 5 *Мгц* — кварцевые линзы. Темп-рное относит. изменение резонансной частоты хороших кварцевых резонаторов (в узком интервале темп-р) $\leqslant 10^{-8}$ на 1° С, а добротность составляет неск. млн. Старение хороших кварцевых резонаторов имеет регулярный характер и во многих случаях приводит к монотонному экспоненциальному изменению частоты со временем. В этом случае в ход К. ч. может быть введена соответствующая поправка.

В К. ч. обычно применяются двухступенные термостаты, поддерживающие темп-ру с точностью до 0,001° С.

Радиоустройство К. ч. состоит из генераторной части, служащей для возбуждения и поддержания колебаний кварцевого резонатора (см. *Кварцевый генератор*), и вспомогательных устройств. Последние, в свою очередь, состоят из: делителей и умножителей частоты (см. *Деление частоты* и *Умножение частоты*), служащих для получения набора стандартных частот, обладающих стабильностью основного генератора и применяемых для измерит. целей; синхронного мотора, приводящего в движение стрелочные часы; контактного устройства для подачи сигналов точного времени; схемы сравнения частот различных К. ч. (образующих группу) друг с другом, с *атомными эталонами частоты* и с данными астрономич. службы времени (см. рисунок).



Блок-схема эталона частоты (времени).

Первоначально К. ч., как и маятниковые астрономич. часы, предназначались для хранения времени между астрономич. наблюдениями и для получения из них ед. времени — секунды. Однако наблюдения за группами К. ч. позволили обнаружить неравномерность суточного вращения Земли, что привело к существенным изменениям в методах измерения времени (см. *Время*).

Хотя создание атомных и молекулярных стандартов частоты (см. *Молекулярные часы*, *Атомные эталоны частоты*) позволило поставить вопрос о переходе к атомной ед. частоты (времени), К. ч. по-прежнему являются важнейшим элементом службы времени; ход их во многих случаях контролируется атомными стандартами. Относит. погрешность лучших К. ч. $\approx 10^{-10}$ за интервалы времени порядка суток. Относит. изменения частоты (при изменениях питающих напряжений на 10%) не превышают 10^{-8}.

В К. ч., в к-рых приняты все меры для устранения влияния нестабильности источников питания, вибраций и др. технич. факторов, основным источником, вызывающим флуктуации частоты, является *фликер-эффект*. Ширина спектральной линии генераторов, применяемых в К. ч., обусловленная фликер-эффектом, соответствует наблюдаемой относит. нестабильности частоты (10^{-10}).

Лит.: Клеменс Г., Эталоны времени и частоты, «УФН», 1957, т. 62, вып. 4.

М. Е. Жаботинский.

КВАРЦЕВЫЙ ГЕНЕРАТОР — маломощный генератор электрич. колебаний высокой частоты с самовозбуждением, частота к-рого поддерживается постоянной при помощи пьезокварцевого резонатора.

Стабильность частоты обычного генератора с самовозбуждением часто оказывается недостаточной для ряда практич. применений (радиосвязь, радионавигация и др.). Изменения частоты генератора связаны с различными факторами, напр. с нестабильностью напряжения источников питания, изменением темп-ры, влажности и давления окружающей среды.

Стабильность частоты генератора зависит гл. обр. от *добротности колебательного контура*, которая в обычных генераторах (см., напр., *Ламповый генератор*) не может быть сделана больше 100—200 и не обеспечивает высокой стабильности частоты. Увеличение добротности до 10^4—10^5 достигается заменой колебат. контура кварцевым резонатором. Резонансная частота кварцевой пластинки зависит от ее размеров, упругости и др. характеристик кварца; например, для т. н. *X*-среза $f = 2{,}86/d$; $\lambda = 105 \cdot d$, где f — частота в *Мгц*, λ — длина волны в *м* и d — толщина пластинки в *мм* (см. *Пьезоэлектрические резонаторы*).

Для подключения кварца в схему на его боковые поверхности наносится слой серебра или пластинка помещается в специальный держатель, представляющий собой обкладки конденсатора, оказывающие лишь небольшое механич. давление на пластинку. Для получения очень высокой добротности (10^5) пластинку кварца с держателем помещают в вакуум, что исключает влияние сопротивления воздуха на ее колебания.

Схемы К. г. принципиально не отличаются от схем обычных генераторов с обычными колебат. контурами.

Напр., в схеме рис. 1, *а* кварц, включенный между сеткой и катодом лампы, играет роль обычного колебат. контура высокой добротности. Необходимые для самовозбуждения генератора фаза и амплитуда обратной связи (осуществляемой через емкость анод — сетка лампы) подбираются настройкой колебат. контура в анодной цепи лампы. В схеме рис. 1, *б* кварц включен между сеткой и анодом. Колебательный контур в анодной цепи также служит для регулировки обратной связи, осуществляемой с участием межэлектродной емкости сетка—катод. Приведенные схемы наз. осцилляторными, т. к. в них невозможна генерация колебаний без участия кварца. В схемах *затягивания* (рис. 2) возможен режим нестабилизованных колебаний.

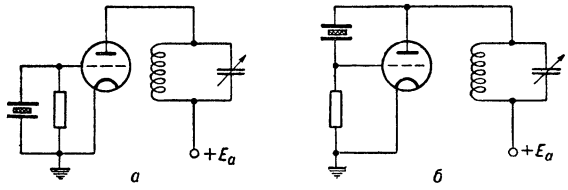


Рис. 1.

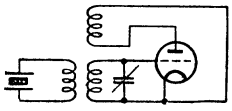


Рис. 2.

Стабильность частоты К. г., определяемая как $\Delta f/f$ (где Δf — уходы частоты от его номинального значения f), составляет 10^{-3}—10^{-5} %. В нек-рых спец. случаях стабильность частоты может быть доведена до 10^{-9} (применение лучших образцов кварца с термостатированием всей генераторной ступени, а также стабилизация источников питания, применение высококачественных деталей, амортизация и т. д.). Диапазон частот К. г. (неск. *кгц* — неск. десятков *Мгц*) связан с размерами пластинок кварца. Мощность К. г. ограничивается прочностью пластинки и ее размерами и не может превышать неск. десятков *вт*, т. к. при дальнейшем увеличении мощности пластинка разрушается под влиянием возникающих в ней механич. напряжений. Верхняя предельная частота стабилизируемых колебаний ограничена наименьшей технологически достижимой толщиной пластинки. Для получения более высокочастотных колебаний, стабильных по частоте, применяется многократное *умножение частоты* с помощью умножит. ступеней, включенных после К. г. Такое умножение может быть доведено до частот СВЧ — диапазона (10^8—10^{10} *гц*) при указанной выше стабильности. К. г. с последующим делением или умножением частоты могут служить эталонами времени (см. *Кварцевые часы*) и стандартов частоты.

При длительной работе параметры кварца (резонансная частота и добротность) неск. изменяются из-за процессов т. н. старения.

Лит.: 1) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956; 2) Дробов С. А., Радиопередающие устройства, 2 изд., М., 1951; 3) Плонский А. Ф., Пьезокварц в технике связи, М.—Л., 1951.

А. А. Брандт.

КВАРЦЕВЫЙ КАЛИБРАТОР — прибор, основанный на колебат. свойствах пьезокварца и применяемый для калибровки или контроля частоты радиопередатчиков, установки опорной точки градуировки шкал диапазонных радиопередатчиков, измерит. генераторов или радиоприемников. Простейшие К. к. содержат: маломощный *кварцевый генератор*, кристаллический детектор и телефонные трубки для наблюдения *биений* сигнала измеряемого генератора с одной из гармоник К. к. В К. к. высшего класса точности опорный кварцевый резонатор термостатируется, а простой детектор заменяется устройством, позволяющим вести измерения частоты в непрерывном диапазоне. Такой прибор наз. также гетеродинным *волномером*. Погрешность измерений в непрерывном диапазоне обычно неск. больше (10^{-5}) погрешности в точках, соответствующих гармоникам опорного кварцевого генератора (10^{-6}—10^{-7}).

Для получения в К. к. большого числа интенсивных гармоник применяются спец. схемы. Обычно это осцилляторная схема, в к-рой кварцевый резонатор включен между сеткой и анодом генераторной лампы, а анодной нагрузкой служит активное сопротивление. Распространены также К. к., в к-рых кварцевый резонатор применяется для стабилизации частоты *мультивибратора*, сигнал к-рого весьма богат интенсивными гармониками.

При помощи К. к. можно контролировать только те радиоприемники, к-рые имеют индикатор настройки (см. *Индикатор электронно-световой*) или приспособлены для приема незатухающих колебаний.

Лит.: Момот Е. Г., Радиотехнические измерения, М.—Л., 1957.

М. Е. Жаботинский.

КВИНКЕ МЕТОД измерения магнитной восприимчивости жидкостей и газов состоит в след. Замкнутая в четырехугольник трубка устанавливается в зазоре электромагнита. При включении намагничивающего тока появляется разность Δh между уровнями поверхностей соприкосновения двух жидкостей (или жидкости и газа) в разных коленах этой трубки, согласно ур-нию

$$2g\,(\rho_1 - \rho_2)\,\Delta h = (\varkappa_1 - \varkappa_2)\,(H^2 - H_0^2). \qquad (*)$$

Здесь g — ускорение силы тяжести; $\varkappa_1$, ρ_1 и $\varkappa_2$, ρ_2 — магнитная восприимчивость (на 1 $см^3$) и плотность 1-й и 2-й жидкости (или газа); H, H_0 — напряженность магнитного поля в точках поверхностей соприкосновения жидкостей (или жидкости и газа) в 1-м и 2-м коленах. Темп-ра предполагается одинаковой по всему сосуду. Силы поверхностного натяжения не учтены (их влияние при достаточно широкой трубке и большой $H^2 - H_0^2$ невелико). Из ур-ния (*) можно определить $\varkappa_1$ или $\varkappa_2$, если остальные величины известны.

Лит.: Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955, раздел 3, гл. 1, § 4.

КЕЛЬВИНА УРАВНЕНИЕ (Томсона-Кельвина уравнение) — термодинамич. зависимость давления насыщенного пара (или растворимости в окружающей среде) на границе раздела сосуществующих фаз от кривизны $1/r$ поверхности раздела, т. е. от размера (радиуса r) малых капелек, пузырьков или частиц (кристалликов). При данной темп-ре в равновесных условиях

$$p_r/p_0 = c_r/c_0 = \exp\,[2\sigma_{12}/r \cdot V_1/RT] = \exp\,[P_\sigma/P_0],$$

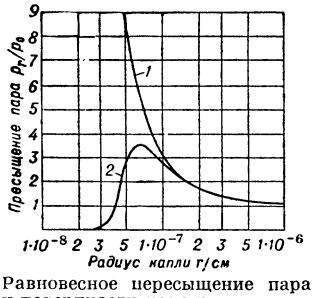
где p_r и p_0 — давление насыщенного пара (c_r и c_0 — растворимости) для искривленной и плоской ($1/r = 0$) поверхности; $P_\sigma = 2\sigma_{12}/r$ — *капиллярное давление*; σ_{12} — поверхностное (межфазное) натяжение; в случае выпуклых поверхностей (капельки, кристаллики) $r > 0$, в случае вогнутых поверхностей (пузырьки) $r < 0$; R — газовая постоянная, V_1 — молярный объем конденсированной фазы, $P_0 = RT/V_1$ — характеристич. давление для конденсированной фазы, т. е. то давление, к-рое потребовалось бы, чтобы сжать вещество этой фазы до ее молярного объема V_1, в условиях подчинения ур-нию состояния идеального газа.

К. у. было впервые выведено В. Томсоном (Кельвином) [W. Thomson (Lord Kelvin)] в 1871 г. из 2-го начала термодинамики. Оно является прямым следствием условия равенства хим. потенциалов между частицами разных размеров одной и той же фазы. Для обычных случаев не очень малых r экспонента в К. у. (при $2\sigma_{12}/r < P_0$) может быть заменена 1-ми

двумя членами разложения в ряд и К. у. принимает вид $(p_r - p_0)/p_0 = P_\sigma/P_0$. К. у. количественно подтверждается измерениями с помощью различных методов, напр. по скорости испарения капелек ртути различных размеров в зависимости от радиуса.

Из К. у. следует, что давление насыщенного пара над малыми капельками или кристалликами повышено, а в малых пузырьках или над вогнутым мениском в узких капиллярах — понижено по сравнению с плоской поверхностью. Соответственно растворимость малых капелек или кристалликов в окружающей среде при той же темп-ре повышена по сравнению с нормальной растворимостью достаточно крупных капель или кристаллов.

Пересыщение $(p_r - p_0)/p_0$, соответствующее данному r, определяется в экспоненте не величиной $P_\sigma = 2\sigma_{12}/r$, а отношением P_σ/P_0, причем значение P_0 обычно очень велико (для воды при 20° С $P_0 = 10^9$ *дин/см*^{2}). Поэтому повышение давления пара (растворимости), определяемое К. у., становится заметным лишь для очень малых частиц (в коллоидной области дисперсности). При $r \approx 10^{-6}$ *см* обычно, напр., для капелек воды ($\sigma_{12} \approx 73$ *эрг/см*^{2}) в туманах p_r превышает p_0 на 10% и только для $r \approx 10^{-7}$ *см* p_r становится больше p_0 в 2 или неск. раз (рис.).



Равновесное пересыщение пара у поверхности капель воды разного диаметра; *1* — незаряженная капля, *2* — капля с единичным зарядом.

Для заряженных поверхностей в К. у. входит поправочный член к капиллярному давлению — $e^2/\varepsilon 8\pi r^4$, где e — заряд капли или пузырька, ε — диэлектрич. проницаемость жидкости. Этот член становится ощутимым при $(p_r/p_0) > 2$, а при еще больших пересыщениях — преобладающим (рис.).

Из К. у. вытекают важные следствия, имеющие большое значение в процессах, связанных с образованием новой фазы: 1) неустойчивость малых капелек или кристалликов по отношению к более крупным: малые капельки или кристаллики испаряются (растворяются), а вещество из образовавшегося пересыщенного пара или раствора конденсируется на более крупных частицах — изотермич. перегонка, напр. в процессах самопроизвольного разрушения аэрозолей, особенно при выпадении атм. осадков; 2) *капиллярная конденсация*; 3) задержка в образовании устойчивых зародышей новой фазы из метастабильного состояния при возникновении капелек или кристалликов из пересыщенного пара или раствора, кристалликов из переохлажденного расплава при его затвердевании, пузырьков пара в объеме жидкости (задержки кипения). Зародыши новой фазы данного размера не могут возникнуть и развиваться до тех пор, пока не достигнуто пересыщение, определяемое К. у. Наибольшие пересыщения, измеренные в вод. паре, свободном от взвешенных частиц (пылинок) и от ионов, близки к $p_r/p_0 \approx 5$, что соответствует $r \approx 7 \cdot 10^{-8}$ *см*, т. е. объединению неск. (ок. 10) молекул воды, возникающему в паре в результате тепловых флуктуаций.

П. А. Ребиндер.

КЕЛЬВИНА ШКАЛА — термодинамическая *температурная шкала*, в к-рой за нуль отсчета принят абс. нуль (—273,15° С), а величина градуса равна $^1/_{100}$ интервала между точками таяния льда и кипения воды в нормальных условиях. Обозн. °К.

КЕНОТРОН — двухэлектродная электронная лампа (*диод*), применяемая для выпрямления переменного тока. Кпд К. невелик, но благодаря высокому вакууму они выдерживают без пробоя значит. обратные напряжения и практически не имеют обратных токов. Параметры К. в широких пределах не зависят от частоты переменного тока и от внешней темп-ры, поэтому они находят применение, несмотря на наличие полупроводниковых диодов и *газотронов*.

Простейшие К., служащие для однополупериодного выпрямления, имеют 1 термоэлектронный катод прямого или косвенного накала и 1 анод. Для двухполупериодного выпрямления применяются двуханодные К. с одним общим катодом или двойные К. с двумя раздельными катодами и двумя анодами. Двойные К. с раздельными катодами косвенного накала могут применяться в схемах выпрямления с удвоением напряжения (см. *Умножение напряжения*). Подогреватели двойных К. должны быть хорошо изолированы от катодов.

Для питания анодных и др. цепей устройств с *приемно-усилительными лампами* применяются маломощные, низковольтные К. с оксидными катодами (см. *Катод оксидный*), по конструкции и внешнему оформлению подобные этим лампам; напр., К. типа 6Ц4П, 6Ц5С, 6Ц13П, 5Ц4С, 5Ц3С, 5Ц8С, 5Ц9С и др. Для схем удвоения напряжения с последоват. включением накала применяются К. типа 30Ц6С. Все перечисленные К. позволяют получать выпрямленный ток от 75 до 400 *ма* при обратном напряжении до 1 000—1 700 *в*. Маломощные детекторные диоды (см. *Детектирование*) иногда также применяются как К. для питания маломощных устройств, напр. одинарные сверхминиатюрные лампы 6Д6А, двойные сверхминиатюрные лампы 6Х7Б и пальчиковые — 6Х2П, дающие выпрямленный ток до 16 *ма*. Для выпрямления в диапазоне СВЧ (а также для умножения частоты и измерения напряжения и импульсной мощности колебаний СВЧ) применяются спец. двухэлектродные лампы с дисковыми впаями, напр. типа 6Д3Д, 6Д10Д и 6Д13Д.

Для питания *электроннолучевых приборов* служат маломощные высоковольтные К. с экономичными оксидными катодами прямого накала и анодами с отдельным выводом, напр. 1Ц1С, 1Ц7С и 1Ц11П; выпрямленный ток у них 2 *ма* при обратном напряжении анода $\leqslant$ 10—30 *кв*. В телевизионных и др. устройствах для демпфирования колебат. процесса выходного трансформатора строчной развертки применяются демпферные К., напр. типа 6Ц10П, 6Ц17П, у к-рых изоляция между оксидным катодом и подогревателем выдерживает в импульсе до 4 500 *в*; обратное напряжение анода в импульсе до 4 500 *в* при внутреннем сопротивлении около 50—100 *ом*.

Высоковольтные К. по конструкции и внешнему оформлению похожи на генераторные лампы и имеют катоды: вольфрамовый, вольфрамовый торированный, карбидированный, оксидный и др. Аноды высоковольтных К. рассчитаны на мощность от 20 *вт* до неск. *квт*. К. с мощностью более 75 *вт* снабжаются спец. возд. или вод. охлаждением. Наибольшая амплитуда обратного напряжения анода достигает десятков *кв*, а наибольшее значение тока анода в импульсе — десятков *а*.

Высоковольтные К. применяются: 1) для выпрямления переменного тока в непрерывном и импульсном режимах (В1-0,02/20; В1-0,03/13; В1-0,1/40; ВИ1-18/32); 2) для выпрямления переменного тока высокого напряжения (В1-0,1/30; В1-0,15/55; В1-0,06/25); 3) для подавления нестационарных процессов в импульсных устройствах (1560, ВИ1-30/25; ВИ2-70/32; ВИ2-100/50); 4) для заряда формирующей линии импульсного модулятора и разряда линии при появлении на ней потенциала противоположной полярности (ВИ1-5/30; ВИ1-27/35; ВИ2-27/35); 5) в качестве зарядного элемента в схеме импульсного

питания *магнетрона* (ВИ1-5/20); 6) для стабилизации тока в цепи магнетронов непрерывного генерирования (В1-1/2,5).

Высоковольтные рентгеновские К. (КРМ-80; КР-110; КРМ-110; КРМ-125; КРМ-150; КРМЗ-150; КР-220) имеют катоды прямого накала из W или торированного карбидированного W, рассчитаны на наибольшую амплитуду обратного напряжения анода 80—220 *кв* и наибольшее значение тока анода 0,18—1,5 *а*. Большинство этих К. рассчитано на работу в масле.

Лит.: 1) Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960; 2) Гапонов В. И., Электроника, ч. 2, М., 1960.

С. М. Мошкович.

КЕПЛЕРА ЗАДАЧА — задача о движении материальной точки массы m в центральном поле тяготения, создаваемом массой M, размерами и движением к-рой можно пренебречь (т. е. диаметр массы M предполагается достаточно малым, а величина массы достаточно большой). В ньютоновской теории тяготения задача сводится к решению ур-ния

$$m\ddot{\boldsymbol{r}} = -k\frac{mM}{r^3}\boldsymbol{r} = -\alpha\frac{\boldsymbol{r}}{r^3},$$

где точка означает дифференцирование по времени, k — гравитационная постоянная, а $\alpha = kmM$. Движение оказывается плоским. Траектория в полярных координатах на плоскости ρ, φ дается соотношением

$$\rho = \frac{p}{1 + e\cos(\varphi - \varphi_0)},$$

являющимся ур-нием кривой 2-го порядка в полярных координатах с центром, помещенным в фокусе кривой. Постоянная e — эксцентриситет кривой, p — ее параметр, $e < 1$ соответствует финитному движению по эллиптич. орбите с большой полуосью $a = p/(1 - e^2)$; $e \geqslant 1$ соответствует инфинитному движению: параболическому при $e = 1$ и гиперболическому при $e > 1$ с «полуосью» $a = p/(e^2 - 1)$. При $\varphi = \varphi_0$ величина ρ минимальна (т. н. перигелий орбиты). Постоянные e и p связаны с интегралами движения (полной энергией E и моментом количества движения K материальной точки) ф-лами

$$p = K^2/m\alpha,$$
$$e = \sqrt{1 + 2EK^2/m\alpha^2};$$

отсюда видно, что случаи $E <, =, > 0$ соответствуют эллиптич., параболич. и гиперболич. случаям соответственно. В эллиптич. случае зависимость от времени устанавливается соотношениями

$$t - t_0 = (\xi - e\sin\xi)\sqrt{ma^3/\alpha}, \quad a - \rho = ea\cos\xi,$$

из к-рых можно получить *Кеплера законы*. Если массы M и m — одного порядка, то, сохраняя определение $\alpha = kMm$, нужно всюду заменить m приведенной массой $\mu = mM/(m + M)$. Тогда ρ будет давать расстояние между массами; расстояния m и M до неподвижного центра масс ρ_m и ρ_M соответственно даются ф-лами: $\rho_m = \rho M/(m + M)$; $\rho_M = \rho m/(m + M)$, а полярные углы m и M относительно центра масс равны соответственно $\varphi_m = \varphi$, $\varphi_M = \varphi + \pi$.

Общая теория относительности приводит к малым поправкам к найденным соотношениям. Так, в эллиптич. случае константа φ_0, определяющая положение перигелия траектории, зависит от времени, что приводит к смещению перигелия орбиты. За 1 оборот перигелий смещается на величину

$$\delta\varphi_0 = 6\pi kM/c^2a(1 - e^2),$$

где c — скорость света. За столетие для Меркурия и Земли величина смещения перигелия оказывается равной 43″,0 и 3″,8 соответственно.

В. В. Судаков.

КЕПЛЕРА ЗАКОНЫ — три закона движения планет, эмпирически открытые П. Кеплером в начале 17 в. 1-й закон: каждая планета движется по эллипсу, в одном из фокусов которого находится Солнце. 2-й закон: каждая планета движется в плоскости, проходящей через центр Солнца, причем радиус-вектор планеты описывает площади, пропорциональные времени. 3-й закон: квадраты времен обращения планет вокруг Солнца пропорциональны кубам их средних расстояний от Солнца.

К. з. сыграли важную роль в открытии И. Ньютоном закона всемирного тяготения. Так, 2-й закон Кеплера позволил установить, что сила, действующая на планету, является центральной, причем направление ее проходит через центр Солнца. Из 1-го закона Кеплера при этих условиях следует, что сила притяжения планет к Солнцу изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния. 3-й закон Кеплера свидетельствует о единстве силы, управляющей движением всех планет солнечной системы.

На основании закона всемирного тяготения Ньютона К. з. были обобщены и уточнены. Выяснилось, что К. з. соответствуют решению задачи небесной механики о движении двух тел, взаимно притягивающихся по закону всемирного тяготения (задача двух тел). В зависимости от начальных условий — положения тел и векторов их скорости — это решение допускает движение не только по эллипсу, но и по др. конич. сечениям. Так, по эллипсам с малым эксцентриситетом движутся планеты, большинство астероидов, короткопериодич. кометы; долгопериодич. кометы имеют вытянутые орбиты с эксцентриситетами, близкими к единице. По гиперболич. орбитам уходят от Земли космич. ракеты, отправляемые к другим планетам со скоростями, превышающими 2-ю космическую скорость (см. *Космонавтика*).

В точном решении задачи двух тел 3-й К. з. имеет вид (для движения по эллипсу и окружности):

$$\frac{T_1^2(M + m_1)}{T_2^2(M + m_2)} = \frac{a_1^3}{a_2^3},$$

где a_1 и a_2 — большие полуоси орбит двух тел, обращающихся вокруг Солнца (или спутников, обращающихся вокруг планеты), T_1 и T_2 — периоды их обращения, m_1 и m_2 — их массы, а M — масса центрального тела. Если пренебречь массами планет m_1 и m_2, составляющими незначительную долю массы Солнца M, то ур-ние обращается в 3-й К. з. в формулировке Кеплера. 3-й К. з. в первоначальной формулировке позволяет, зная времена обращений различных тел Солнечной системы, находить их средние расстояния от Солнца, выраженные в *астрономических единицах*. Уточненная форма 3-го К. з. в приложении к двойным звездам дает возможность находить их массы.

Поскольку движение каждой планеты Солнечной системы определяется тяготением не только Солнца, но (в значительно меньшей степени) и др. планет, то ее орбита несколько отличается от кеплеровской. Эти небольшие отклонения наз. возмущениями и учитываются в точных теориях движения планет.

Н. П. Ерпылев.

КЕРАМИКА — изделия, получаемые путем формования из природных глин (или из смесей глин с добавками) и последующего обжига при темп-рах 900—2 000° С. В процессе обжига керамич. изделия приобретают значит. плотность (доходящую до 95% от теоретической), твердость (до 9 по Моосу) и пористость от нулевой (у нек-рых типов фарфора) до 60—75% (у теплоизоляционных пористых масс). Главные компоненты керамич. масс — кремнезем (SiO_2), глинозем (Al_2O_3) и окислы Ca, Mg, Na, K и Ti; содержание Fe колеблется в значит. пределах — от малого в фарфоре до большого в строительной К.

Термин «керамика» распространен и на материалы, не имеющие в своем составе глины, но получаемые

методами керамич. технологии (путем обжига, в основном до спекания отформованных заготовок из измельченной смеси исходных материалов). К таким материалам, в частности, относятся нек-рые виды огнеупоров, электро- и радиотехнич. и магнитных материалов (напр., нек-рые керамич. диэлектрики, нек-рые *сегнетоэлектрики*, *ферриты*).

К. представляет собой многокомпонентную гетерогенную систему, состоящую из двух или более фаз — поликристаллических и аморфных — и нек-рого количества внутренних возд. включений — пор (рис. 1);

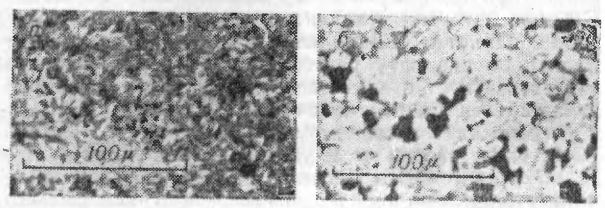


Рис. 1. Микрофотография керамических материалов: *а* — титанат магния, *б* — титанат кальция.

при этом кристаллич. фаза цементируется стеклообразной аморфной фазой, имеющей при нормальной темп-ре очень высокую вязкость ($> 10^{13}$ пуаз). Соотношение кристаллич. и аморфной фаз в керамич. массах разного назначения различно. Так, в изделиях строительной К. (кирпич, черепица) преобладает твердая фаза при незначительном содержании стекловидного вещества. Фарфор же состоит в основном из алюмосиликатного стекла с распределенными в нем кристаллами муллита ($3Al_2O_3 \cdot 2SiO_2$) и зернами кварца (SiO_2). Керамич. вещество не имеет точки плавления (кроме К. из чистых окислов); его отношение к нагреванию характеризуется интервалом спекания и огнеупорностью.

Благодаря экономичности и ценным физико-механич. свойствам К. находит широчайшее применение в различных областях техники (металлообработка, реактивная техника, атомная энергетика, электро- и радиотехника, теплоизоляция, огнеупоры в металлургии, стекольном, цементном и др. производствах, кислотоупоры и т. п.), строительства (кирпич, трубы и др.).

Основные механич., электрич., термич. и др. свойства К. и их воспроизводимость в значительной степени зависят от ее микроструктуры, определяемой методами производства. Прогрессивная технология связана с применением порошков с высокой уд. поверхностью (~10 000 *см²/г*) и реактивностью, полученных термич. разложением соединений (в отличие от порошков, приготовленных обычными процессами прокаливания с последующим их измельчением). Методика горячего прессования изделий, при к-рой прессуемый порошок, помещенный в графитовую форму, подвергается давлению 150—300 *кГ/см²* в вакууме при темп-ре 1 000—2 000° С и более, дает возможность получения изделий с минимальной пористостью и препятствует росту зерен, способствуя образованию тонкокристаллич. структуры. При этом необходимая темп-ра значительно ниже, чем в случае обычного спекания (без давления), а предварительное прокаливание и измельчение порошков совершенно исключаются. По этому методу легко могут быть получены изделия из карбидов (вообще требующих жестких технологич. условий), напр. монокарбида урана из смеси порошков U и тонкоизмельченного графита.

Новым методом получения керамич. изделий является т. н. контролируемая кристаллизация (нуклеация) стекол с образованием кристаллической К. путем введения в стекольную шихту надлежащих нуклеирующих реагентов, охлаждения стекломассы и повторного ее нагревания. Метод состоит в расплавлении стекломассы с нуклеирующим реагентом, ее охлаждении до темп-ры, при к-рой вязкость слишком высока для заметного роста кристаллов, в равномерном по всему материалу выделении зародышей и повторном нагревании стекла до достаточной нуклеированной кристаллизации для получения керамич. изделия. Преимущество этого метода — упрощение процесса формования (формование К. из стекла с последующей рекристаллизацией), что особенно важно при непластичных керамич. материалах. При этом керамич. изделия имеют равномерную тонкозернистую структуру и высокую прочность, а усадка и искажение формы изделия незначительны. Примером таких материалов является «пирокерам», применяемый в реактивной технике и как электроизоляционный материал.

Прогрессивными методами формования К., особенно непластичной высокоогнеупорной, являются также протяжка (выдавливание через стальной мундштук) пластифицированных керамич. масс, горячее литье под давлением в металлич. формы термопластичных суспензий (напр., с парафином), гидростатич. прессование с обжимом прессуемой массы окружающей ее резиновой оболочкой, отливка изделий из расплавленной керамич. массы и др. *А. М. Черепанов.*

Керамические диэлектрики — диэлектрики, получаемые из измельченной смеси нек-рых преимущественно прокаленных минералов методами керамич. технологии. Диэлектрич. свойства К. определяются составом и количественным соотношением поликристаллич. и стекловидной фаз и обусловлены теми процессами, к-рые происходят в этих фазах. Поликристаллич. фаза состоит из кристалликов обычно ионного типа. Поэтому, помимо электронной поляризации, в них большую роль играет поляризация ионного смещения — смещения положительных и отрицательных ионов в электрич. поле относительно их положений равновесия. При поляризации указанного типа наблюдается сравнительно небольшая величина диэлектрич. проницаемости ε, превышающая квадрат показателя преломления видимого света, и сравнительно малый угол диэлектрич. потерь δ, убывающий с ростом частоты электрич. поля. В стекловидной фазе (прослойке), помимо электронной и ионной, часто наблюдается релаксационная поляризация за счет наличия в структуре стекла слабосвязанных ионов. Это влечет за собой увеличение δ и его более резкую зависимость от частоты (см. *Поляризация диэлектриков*). В 1-м приближении диэлектрич. потери К. аддитивно складываются из потерь в кристаллич. и аморфных фазах. Как правило, с увеличением стекловидной прослойки диэлектрич. потери и уд. проводимость σ К. возрастают. Диэлектрич. проницаемость в меньшей степени зависит от количества связующей прослойки и определяется в основном поликристаллич. фазой. Лишь в случае, когда стекловидная прослойка преобладает, ε определяется этой прослойкой. Поэтому для получения К. с хорошими диэлектрич. свойствами (малый tgδ, малая σ) надо, помимо спец. выбора структуры поликристаллич. фазы, изготовлять материал с минимальным количеством стекловидной прослойки. Этого добиваются тонким размолом спекаемых составов и спец. подбором условий спекания. Нек-рые сорта диэлектрич. К. обладают высоким значением ε наряду с малыми величинами tgδ. Напр., ε у К. на основе кристаллов типа рутила (TiO_2) и перовскита ($CaTiO_3$) доходит до 150—200, а tgδ не превышает 10^{-3}—10^{-2}. Высокая ε этих материалов объясняется тем, что смещение ионов под действием внешнего электрич.

поля в решетках такой структуры вызывает появление добавочного внутр. поля, совпадающего по направлению с внешним (см. *Локальное поле*). Это вызывает резкое возрастание поляризации, а след., и ε (см. *Поляризация диэлектриков*).

В рутиловой К. с добавками MgO, ZnO, CaO, SrO, BaO и К. подобного типа наблюдается релаксационная поляризация. Диэлектрич. проницаемость таких диэлектриков может достигать нескольких тысяч,

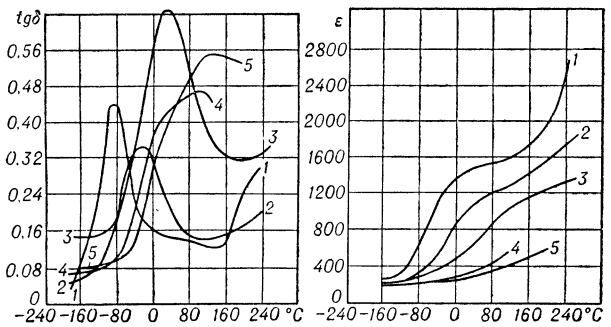


Рис. 2. Зависимость tg δ и ε от темп-ры при разных частотах для рутила, содержащего 1,25 CaO на 100 TiO_2: *1* — при $f = 50$ *гц*; *2* — при $f = 1$ *кгц*; *3* — при $f = 10$ *кгц*; *4* — при $f = 55$ *кгц*; *5* — при $f = 110$ *кгц*.

а угол потерь имеет ярковыраженные температурные максимумы, сдвигающиеся при повышении частоты в сторону высоких темп-р (рис. 2). Возникновение релаксационной поляризации здесь связано с «разрыхлением» кристаллич. решетки при введении примесей и появлением слабосвязанных ионов [1].

В сегнетоэлектрич. К., к к-рой относятся титанат бария и др. подобные материалы, наблюдается спонтанная поляризация в поликристаллич. фазе (см. *Сегнетоэлектрики*). Величина ε этих материалов, доходящая до десятков тысяч, растет с увеличением плотности образцов (т. к. при этом увеличивается число поляризующихся частиц в ед. объема) и, след., зависит от темп-ры спекания. Пьезоэлектрич. свойства (см. *Пьезоэлектричество*) чувствительны к размерам кристаллич. зерен, т. к. большие зерна легче поляризуются.

Помимо поляризации указанных типов, в К. наблюдается поляризация, обусловленная неоднородностью ее состава. Кристаллические зерна, аморфная прослойка, поры и др. макровключения, из которых состоит К., имеют разные значения ε и σ. Поэтому в электрич. поле будет происходить накопление зарядов на границах включений с различными свойствами, что приведет к поляризации и увеличению ε (см. *Поляризация диэлектриков*). Поляризация этого типа проявляется, как правило, на низких частотах. Для ее уменьшения спекаемые составы должны быть однородны и хорошо измельчены.

Электрическая прочность К. определяется строением кристаллической и аморфной фаз и их количественным соотношением, а также числом пор. Чем больше разница в диэлектрических проницаемостях и проводимостях кристаллических зерен и аморфной прослойки, тем сильнее искажено поле внутри керамического образца и тем ниже электрич. прочность. В тех местах материала, где электрич. поле усилено, возможен локальный пробой, к-рый приведет к растрескиванию образца и его разрушению. Этим, повидимому, объясняется пониженная пробивная прочность К., в частности у титанатов щелочноземельных металлов (прибл. 100 *кв/см*). Наличие пор существенно снижает пробивное напряжение, т. к. в электрич. поле в порах, заполненных газом, будут наблюдаться разряды, создающие резкую неоднородность электрич. поля — сгущение его вблизи границ газовых включений. При высоких частотах разряды в порах вызовут нагрев материала в областях, непосредственно прилегающих к газовым включениям, что может привести к растрескиванию К. и пробою [2].

Спец. сорта К. (нитрид бора, алюминоксид, лукалокс) не теряют своих хороших диэлектрич. свойств и при высоких темп-рах [3]. В отличие от органич. диэлектриков, электрокерамика механически прочна, нагревостойка и мало подвержена старению [4].

А. Н. Губкин.

Керамические диэлектрики применяются в электротехнич. и радиотехнич. промышленности для изготовления изоляторов, в качестве диэлектрика конденсаторов и пр. и в лабораторной практике. Самым распространенным представителем керамич. диэлектриков является фарфор. Электрич. свойства фарфора при нормальной темп-ре: электрич. прочность 10—30 *кв/мм*, уд. объемное сопротивление 10^{14}—10^{15} *ом · см*, диэлектрич. проницаемость ε = = 6—7, тангенс угла диэлектрич. потерь tgδ = 0,015—0,020. Глазурованный фарфор влагостоек и может с успехом работать в качестве электрич. изоляции в открытых установках. Фарфор широко применяется для изоляции, работающей при низких темп-рах и низких частотах, в т. ч. и при весьма высоких напряжениях. Недостатками фарфора являются сравнительно высокая величина tgδ, а также быстрое ухудшение электроизоляционных свойств при повышении темп-ры (рис. 3, 4, 5). Поэтому он малопригоден для изоляции при высоких частотах электрич. поля

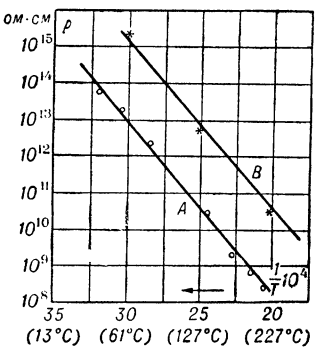


Рис. 3. Зависимость уд. объемного сопротивления фарфора (*A*) и радиофарфора (*B*) от темп-ры. По оси абсцисс отложена обратная величина абс. темп-ры (в скобках — темп-ра в °С).

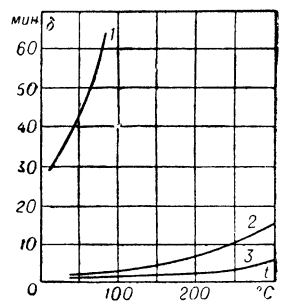


Рис. 4. Зависимость от температуры угла диэлектрич. потерь (в угловых минутах, при частоте 1 *Мгц*) изоляторного фарфора (*1*), ультрафарфора (*2*) и алюминоксида (*3*).

(в радиотехнич. аппаратуре и т. п.) или при высоких темп-рах (в электронагреват. устройствах и т. п.). В этих случаях используют т. н. радиотехнич. К.: радиофарфор и ультрафарфор, отличающиеся от обычного изоляторного фарфора введением в их состав добавок, в частности BaO, улучшающих электроизоляционные свойства; стеатит (на основе минерала талька); алюминоксид (состоящий в основном из окиси алюминия Al_2O_3), обладающий высокой нагревостойкостью (рабочая темп-ра до 1 600°С), значительной механич. прочностью и теплопроводностью в 10—20 раз более высокой, чем у фарфора. К о н-

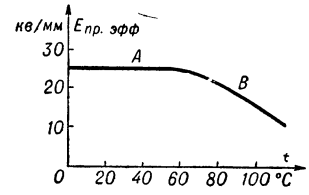


Рис. 5. Зависимость от темп-ры электрич. прочности (при частоте 50 *гц*) изоляторного фарфора: *A* — область электрич. пробоя, *B* — область теплового пробоя.

д е н с а т о р н ы е керамич. материалы, применяемые в качестве диэлектрика конденсаторов, обычно имеют в своем составе двуокись титана TiO_2 и отличаются высоким значением ε (примерно до 160). Характерной особенностью К. на основе двуокиси титана является высокий по абс. величине и отрицательный по знаку темп-рный коэфф. диэлектрич. проницаемости (у фарфора и мн. др. видов электротехнич. К. он положителен).

Особая группа керамич. диэлектриков — с е г н е т о к е р а м и ч е с к и е материалы, которые могут иметь весьма высокую ε (10 000 и выше), сильно изменяющуюся при изменении темп-ры (см. *Сегнетоэлектрики*). К числу важнейших сегнетокерамич. материалов принадлежат титанат бария $BaTiO_3$ и твердые растворы титаната бария с некоторыми др. веществами ($PbTiO_3$, $PbZrO_3$, $SrTiO_3$, $BaSnO_3$ и др.). Изменяя состав сегнетокерамич. материала, удается в широких пределах изменять темп-ру точки Кюри, соответствующую максимуму ε (рис. 6). Высокая ε, зависимость ее от приложенного электрич. напряжения, пьезоэлектрич. свойства сегнетокерамич. материалов широко используются в различных приборах.

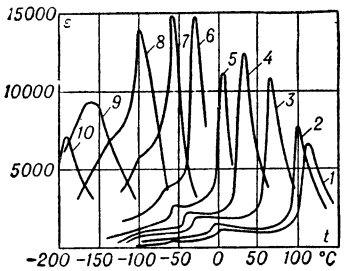


Рис. 6. Зависимость от темп-ры диэлектрич. проницаемости ε сегнетокерамики (в слабом электрич. поле, при частоте 1 *кгц*). Состав (мол. %): BaTiO — 100% (кривая *1*), 90% (*2*), 80% (*3*), 70% (*4*), 60% (*5*), 50% (*6*), 40% (*7*), 30% (*8*), 20% (*9*), 10% (*10*), остальное во всех случаях — $SrTiO_3$.

Классификация производимых в СССР в промышленном масштабе радиотехнич. керамич. материалов и требования к их качеству приведены в стандарте «Материалы керамические радиотехнические» (ГОСТ 5458—57).

Все упомянутые выше типы керамич. диэлектриков содержат кислород. Особая гр. керамич. материалов—б е с к и с л о р о д н а я К.: различные нитриды, сульфиды, карбиды и т. п. Нек-рые из них — *полупроводники*, нек-рые — диэлектрики. Диэлектриками, к-рые могут быть использованы в качестве электроизоляционных материалов высокой нагревостойкости, являются, в частности, нитриды бора NB, кремния N_4Si_3 и алюминия NAl. Нитрид бора (боразон) может работать при очень высоких темп-рах (до 3 000°С), но в нейтральной или восстановительной атмосфере (на воздухе он разрушается уже при температуре 800°С). Коэфф. теплопроводности NB при 1 000°С выше, чем у любого другого диэлектрика (порядка 0,05 *кал/см · сек · град*). *Б. М. Тареев.*

Керамика магнитная — гл. обр. *ферриты* — магнитные материалы неметаллич. типа, представляющие собой твердые растворы окиси железа с окислами др. металлов.

Керамика в ядерной энергетике. Из керамич. материалов в ядерной энергетике находят широкое применение двуокись тория ThO_2 и особенно урана UO_2 в качестве тепловыделяющих элементов различных типов ядерных реакторов (вместо металлич. U и Th). При этом UO_2 может быть использована как диспергированной в керамич., керметных (см. *Керметы*) или металлич. матричных системах (с размером частиц от долей *мк* до нескольких сотен *мк*), так и в виде дисков и стержней. Для удержания в гранулированных тепловыделяющих элементах из UO_2 продуктов деления гранулы UO_2 могут быть защищены оболочками из высокоогнеупорных окислов, напр. из Al_2O_3. Основной метод получения компактных образцов из порошка UO_2 — холодное прессование и последующее спекание в восстановительной или защитной атмосфере (вследствие большой чувствительности окислов U к окислению). При этом регулированием тонкости измельчения порошков и стехиометрич. состава UO_2 могут быть получены образцы с очень высокими плотностями (95—97% от теоретической), что имеет большое значение в случае применения их в тепловыделяющих элементах.

Более целесообразно использовать в качестве тепловыделяющих элементов UO_2 в ее твердом растворе с ThO_2. Такие твердые растворы можно подвергать обжигу на воздухе; они обладают высокой коррозийной стойкостью по отношению к охладителям (H_2, H_2O, CO_2), устойчивостью размеров при облучении и высокой темп-рой плавления (2878 и 3050°С для UO_2 и ThO_2 соответственно). Однако последнее преимущество значительно ослабляется из-за низкой теплопроводности окислов.

Вследствие высокой огнеупорности и хим. устойчивости ThO_2 находит применение в качестве сырья для получения вторичного ядерного горючего в реакторах-конверторах и реакторах-размножителях. Значительная прочность ThO_2 и UO_2 позволяет применять их как в качестве конструктивных материалов, так и в виде тиглей для плавления расщепляющихся металлов.

Перспективное керамич. ядерное топливо — монокарбид урана. Его механич. свойства значительно выше, а теплопроводность при комнатной темп-ре в 2 раза выше, чем для UO_2 (поэтому монокарбид урана значительно эффективнее в качестве ядерного топлива, чем UO_2). Кроме того, он исключительно устойчив при соприкосновении с жидким Na, применяемым в качестве охладителя.

Исследуется возможность применения в ядерных реакторах в качестве контрольных стержней и стержней защиты нек-рых 3-валентных окислов лантанидов, напр. Sm_2O_3, Gd_2O_3, Eu_2O_3 и Dy_2O_3, обладающих высокими поперечными сечениями захвата для тепловых нейтронов.

Керамика огнеупорная (огнеупоры) — применяется в металлургии, коксохимии, стекольной, цементной и др. отраслях промышленности как основной материал для изготовления рабочих футеровок высокотемпературных печей и отдельных деталей нагревательных устройств.

По составу и огнеупорности К. огнеупорная классифицируется след. образом:

Тип изделий	Группа изделий	Содержание главных химич. компонентов (%)	Огнеупорность (°С)
Кремнеземистые	Динасовые	93—96 SiO_2	1 680—1 730
	Кварцевые	больше 98 SiO_2	1 750—1 800
Алюмосиликатные	Полукислые	65—80 SiO_2; 30—17 Al_2O_3	1 600—1 700
	Шамотные	50—65 SiO_2; 45—30 Al_2O_3	1 600—1 770
	Высокоглиноземистые	46—99 Al_2O_3; меньше 50 SiO_2	1 800—2 000
Магнезиальные	Магнезитовые (периклазовые)	90—95 MgO	2 300—2 500
	Доломитовые	45—60 MgO; 30—35 CaO; 15—5 SiO_2	1 750—2 000
	Форстеритовые	50—55 MgO; 40—35 SiO_2	1 800—1 850
	Шпинельные	25—30 MgO; 65—60 Al_2O_3	2 000
Хромистые	Хромитовые	30—45 Cr_2O_3	2 100—2 200
	Хромомагнезитовые	10—20 Cr_2O_3; 70—50 MgO	св. 2 000
	Магнезитохромитовые	8—18 Cr_2O_3; не меньше 60 MgO	св. 2 000

Продолжение

Тип изделий	Группа изделий	Содержание главных химич. компонентов (%)	Огнеупорность (°С)
Углеродистые	Графитовые	30—60 С	—
	Коксовые	больше 85 С	—
Циркониевые	Цирконовые	60—65 ZrO_2; 40—35 SiO_2	св. 2 000
	Циркониевые	больше 90 ZrO_2	св. 2 400
Карборундовые	Карборундовые	30—95 SiC	—

Особый вид огнеупорной К. — высокоогнеупорные изделия из чистых окислов (таких, как Al_2O_3, BeO, ZrO_2, MgO, CaO, ThO_2, UO_2), а также из карбидов и нитридов, к-рые применяются при плавлении высокочистых металлов и сплавов при темп-рах до 2000—3000°С.

Керамика термоизоляционная — керамич. изделия с большой пористостью (50—80%), малым объемным весом и вследствие этого с малой теплопроводностью [$(0{,}3—0{,}4)\cdot10^{-3}$ *кал/см · сек · град*]. Широко применяются для теплоизоляции паровых котлов, турбин, паропроводов, заводских печей, тепловых сетей и др. теплотехнич. установок. Необходимая степень пористости К. достигается: смешением увлажненного диатомита до формовки с органич. выгорающими добавками; смешением разжиженного диатомита со спец. пеной (пенобетон); добавлением к разжиженному диатомиту газообразующих веществ, вспучивающих его при выделении газа (газобетон).

Термоизоляционная К. может быть получена и на основе высокоогнеупорных окислов. Так, путем сухого прессования смесей ThO_2 с порошкообразным нафталином (выгорающая добавка, вводимая в количестве до 16%) получена легкая термоизоляционная К., к-рая может применяться при темп-рах порядка 2000°С и выше.

Керамика в металлорезании — керамич. резцы в основном из спеченного глинозема с добавками менее 1% MgO (микролит). По красностойкости и режущим свойствам при обработке металлов резцы из микролита превосходят резцы из всех твердых металлокерамич. материалов. Их твердость по Роквеллу (шкала А) 91—93, прочность на изгиб до 45 *кГ/мм*^{2}, при сжатии до 500 *кГ/мм*^{2}, красностойкость 1200°С, объемный вес до 3,93 *г/см*^{3}, коэфф. теплопроводности 0,035 *кал/см · сек · град*, темп-рный коэфф. линейного расширения $8{,}5\cdot10^{-6}$ *град*$^{-1}$.

Лит.: 1) Сканави Г. И., Диэлектрическая поляризация и потери в стеклах и керамических материалах с высокой диэлектрической проницаемостью, М.—Л., 1952, гл. 3; 2) его же, Физика диэлектриков (Область сильных полей), М., 1958, гл. 24; 3) Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Тареев Б. М., Электротехнические материалы, 4 изд., М.-Л., 1961, гл. 6, § 42; 4) Богородицкий Н. П. и Фридберг И. Д., Электрофизические основы высокочастотной керамики, М., 1958; 5) Технология керамики и огнеупоров, под ред. П. П. Будникова, 2 изд., М., 1954; 6) Тресвятский С. Г. и Черепанов А. М., Высокоогнеупорные материалы и изделия из окислов, М., 1957; 7) Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Материалы в радиоэлектронике, М.—Л., 1961; 8) Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, М., 1959. *А. М. Черепанов.*

КЕРМЕТЫ — гетерогенные системы из двух или более тщательно смешанных и обожженных, механически отделимых фаз — керамич. и металлич. К. механически, термически и химически устойчивы при высоких темп-рах (800—1500°С). Высокоогнеупорные окислы (Al_2O_3, ZrO_2, BeO, ThO_2 и др.), обладая достаточными при высоких темп-рах прочностью на сжатие, твердостью, плотностью и сопротивляемостью окислению, термически недостаточно устойчивы и имеют сравнительно низкие показатели упругости и прочности на разрыв, особенно при высоких темп-рах. С другой стороны, тугоплавкие металлы обладают нек-рыми свойствами (пластичностью, упругостью, термостойкостью и др.), не присущими окислам, но легко окисляются даже при невысоких темп-рах. К. сочетают в себе положит. свойства высокоогнеупорных окислов (или карбидов, боридов, нитридов, силицидов) и металлов. Свойства К. можно в широких пределах варьировать, изменяя соотношение металлич. и керамич. фаз. В качестве металлич. компонента К. применяют Fe, Cr, Ni, Co, Mo и их сочетания, керамич. — Al_2O_3 или др. окислы, карбиды, бориды и др. неметаллич. составляющие. Свойства К. часто значительно выше свойств любого из этих компонентов, особенно в случаях, когда керамич. составляющей являются карбиды. Технология К. аналогична технологии *металлокерамики* и нек-рым процессам технологии *керамики*, однако для спекания К. необходимы спец. высокотемпературные печи с контролируемой газовой средой. Изделия из К. применяются в условиях резких изменений темп-ры, эррозирующего действия огневых струй с темп-рами 2000—3000°С и быстро изменяющихся механических нагрузок. Пример К. — тепловыделяющие элементы в нек-рых типах ядерных реакторов, состоящие из UO_2 (керамич. фаза), диспергированной в металлич. матричной системе. Наиболее желательными металлич. компонентами К. являются металлы, к-рые образуют окислы такой же кристаллич. формы и прибл. с такими же параметрами решетки, что и вводимые керамич. окислы, и к-рые образуют с последними непрерывный ряд твердых растворов. Одно из условий получения высокопрочного К., напр., в системе Al_2O_3 — Cr, — отсутствие образования жидкой фазы при обжиге. Смачивание же и сцепление Al_2O_3 и Cr достигается посредством термохим. реакций, в результате к-рых на поверхности раздела образуются соединения (напр., Cr_2O_3 окислением хрома), взаимодействующие с Al_2O_3. К. применяются для изготовления нитей накаливания, деталей газовых турбин, деталей реактивных и ракетных двигателей, деталей локомотивных и судовых турбин, режущего, сверлящего и шлифующего инструмента, катодов высокой мощности и т. п., а также как контактные и магнитные материалы.

Лит.: 1) Августиник А. И., Керметы, «Ж. Всес. хим. о-ва им. Д. И. Менделеева», 1960, т. 5, № 2; 2) Черепанов А. М., Керметы и их свойства, в сб.: Физико-химические основы керамики, М., 1956; 3) Марковский Л. Я., Оршанский Д. Л., Прянишников В. П., Химическая электротермия, Л.—М., 1952. *А. М. Черепанов.*

КЕРРА ПОСТОЯННАЯ — см. *Керра явление.*

КЕРРА ЯВЛЕНИЕ — название двух явлений, открытых Дж. Керром (J. Kerr) в 1875 г. (электрооптическое К. я.) и в 1876 г. (магнитооптическое К. я.).

Электрооптическое явление Керра — возникновение двойного лучепреломления у изотропного вещества, помещенного в однородное электрич. поле (схема наблюдения на рис.). В результате К. я. вещество приобретает свойства одноосного кристалла, главная ось к-рого параллельна полю; свет, поляризованный под углом 45° к направлению поля, после прохождения ячейки Керра становится эллиптически поляризованным, и через анализатор, «скрещенный» с поляризатором, начинает проходить свет. Вводя на пути луча компенсатор, измеряют раз-

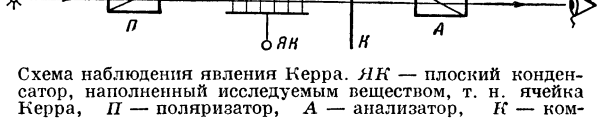


Схема наблюдения явления Керра. *ЯК* — плоский конденсатор, наполненный исследуемым веществом, т. н. ячейка Керра, *П* — поляризатор, *А* — анализатор, *К* — компенсатор.

пость хода необыкновенного и обыкновенного лучей (поляризованных соответственно вдоль и поперек поля). Разность хода Δ_λ, выраженная в длинах волн, по закону Керра равна $\Delta_\lambda = BlE^2$, где l — длина пути луча в веществе (в *см*), E — напряженность поля (в единицах СГСЕ), B — постоянная Керра, характеризующая величину двойного лучепреломления, вызываемого данным электрич. полем в веществе; она зависит от природы вещества (табл.), темп-ры, как правило, понижаясь с ее ростом, и длины волны (закон Хэвлока): $B \sim (n^2 - 1)^2/n\lambda$ (n — показатель преломления вещества, λ — длина волны в вакууме).

Значения постоянной Керра B для нек-рых жидкостей (для D-линии натрия при 20° С) [4]

Вещество	$B\cdot10^7$	Вещество	$B\cdot10^7$
Вода	4,7	Хлорбензол	10,00
Хлороформ	—3,46	Нитробензол	220
Бензол	0.60	Нитротолуол	123

Наряду с постоянной Керра $B = [(n_e - n_0)/\lambda] \times \times 1/E^2$ (n_0 и n_e — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей) часто вводят постоянную Керра $K = B\lambda/n = [(n_e - n_0)/n] \cdot 1/E^2$ (n — показатель преломления среды в отсутствие поля); K имеет смысл относит. разности показателей преломления в единичном поле.

Объяснение К. я. было дано для недипольных молекул П. Ланжевеном в 1910 г. М. Борн в 1918 г. обобщил теорию на случай дипольных молекул. Основные идеи ориентационной теории Ланжевена — Борна таковы: молекулы обладают анизотропией оптич. поляризуемости, однако их хаотич. расположение обусловливает макроскопич. изотропность жидкости или газа. В электрич. поле молекулы из-за анизотропии электрич. поляризуемости и наличия постоянного электрич. дипольного момента ориентируются. Этой ориентации, вызывающей макроскопич. оптич. анизотропию вещества, противодействует тепловое движение, поэтому величина B падает с ростом темп-ры. Ориентац. теория устанавливает, что $(n - n_e)/(n_0 - n) = 2$. Это соотношение подтверждается опытом. До ориентационной теории В. Фохтом в 1901 г. была предложена деформационная теория, согласно которой в основе К. я. лежит изменение в электрич. поле собственных частот колебаний электронов. По этой теории величина соотношения между показателями преломления была равна —3, что не подтверждалось опытом. Квантовомеханич. теория К. я. основана на том, что в электрич. поле в результате *Штарка явления* — расщепления в электрич. поле энергетич. уровней системы — часть компонент спектральных линий оказывается линейно поляризованной в направлении поля, а др. часть — в перпендикулярном направлении. Тем самым поляризуемости вдоль и поперек поля становятся разными. Эта теория учитывает как эффект Фохта, так и ориентацию молекул (эффект Штарка для вращательных уровней молекул), причем оказывается, что 1-й ответствен лишь за небольшую долю (10^{-2}—10^{-3}) от общего двойного лучепреломления, вызванного полем.

Теория Ланжевена—Борна связывает постоянную Керра K с тензорами оптич. и электрич. поляризуемости молекулы и с величиной и направлением ее постоянного дипольного момента: $K = 3\pi N(\Theta_1 + \Theta_2)$, где $\Theta_1 = {}^1/_{45}kT \cdot [(\beta_1 - \beta_2)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\beta_2 - \beta_3) \times \times (\alpha_2 - \alpha_3) + (\beta_3 - \beta_1)(\alpha_3 - \alpha_1)]$; $\Theta_2 = {}^1/_{45}k^2T^2 \times \times [(\mu_1^2 - \mu_2^2)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\mu_2^2 - \mu_3^2)(\alpha_2 - \alpha_3) + (\mu_3^2 - \mu_1^2) \times \times (\alpha_3 - \alpha_1)]$; k — постоянная Больцмана, T — температура, β_i, α_i и μ_i — компоненты электрич. и оптич. поляризуемости и постоянного электрич. дипольного момента вдоль главных осей молекулы, N — число молекул в $1 см^3$. Эти соотношения полностью оправдываются лишь для газов умеренной плотности; к жидкостям они приложимы лишь в грубо качественной форме, т. к. не учитывается величина и анизотропия внутр. поля. Теория К. я. в кристаллах не разработана.

Основное значение измерений постоянной Керра состоит в том, что, зная K, молекулярную рефракцию, степень деполяризации рассеянного света и величину постоянного диполя, можно, привлекая соображения симметрии, определить эллипсоид оптич. поляризуемости молекулы, что позволяет в ряде случаев однозначно установить структуру молекулы. Обычно значение K дипольных молекул много больше, чем у недипольных; отрицательные значения встречаются у молекул с постоянным диполем, перпендикулярным к оси наибольшей поляризуемости молекулы (или составляющим достаточно большой угол с последней). Из-за различной темп-рной зависимости членов Θ_1 и Θ_2 знак K может изменяться при изменении темп-ры.

В переменных электрич. полях двойное лучепреломление в жидкостях зависит от частоты поля, характеризуясь весьма малым временем релаксации (теоретически ок. 10^{-12} *сек*). На этом основано широкое применение К. я. в технике (см. *Керра ячейка*).

Магнитооптическое явление Керра. Известно, что линейно поляризованный свет, отраженный от металлического зеркала, становится эллиптически поляризованным, если он не падает на зеркало по нормали. К. я. состоит в том, что если зеркалом служит намагниченный ферромагнетик, то отраженный свет оказывается эллиптически поляризованным и при нормальном падении, причем длинная ось эллипса повернута против направления элементарных токов в ферромагнетике, намагниченном вдоль направления луча. Магнитооптич. К. я. — особый случай магнитного вращения плоскости поляризации — *Фарадея явления* — в тонком поверхностном слое ферромагнетика.

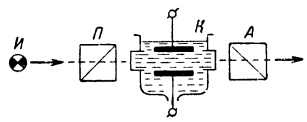
Лит.: 1) Стюарт Г., Структура молекул, пер. с нем., Харьков—Киев, 1937; 2) Вольькенштейн М.В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; 3) Stuart H. A., Elektrischer Kerr-Effekt, Lpz., 1939 (Ser.: Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik, Bd 10). *Н. А. Толстой.*

КЕРРА ЯЧЕЙКА (конденсатор Керра) — устройство, в к-ром осуществляется искусственное *двойное лучепреломление* под действием электрич. поля. Действие К. я. основано на том, что нек-рые вещества (нитробензол, ортонитротолуол и др.) при наложении электрич. поля становятся анизотропными, вызывая двойное лучепреломление света (см. *Керра явление*).

К. я. представляет собой герметич. кювету призматич. или цилиндрич. формы, наполненную жидкостью, обладающей большой электрооптич. постоянной (Керра постоянной), чаще всего нитробензолом. Две стенки кюветы, сделанные из стекла, служат окошками для пропускания светового потока. Внутри кюветы перпендикулярно к окошкам располагаются 2 изолированные металлич. пластины конденсатора, выводы от к-рых присоединяются к источнику электрич. напряжения.

В приборах, модулирующих световой поток, К. я. сочетают с двумя поляризационными устройствами, напр. *поляроидами* или Николя призмами. Световой поток от источника света $И$ (см. рис.) пропускается через 1-й поляроид («поляризатор») $П$, затем между пластинами конденсатора $К$ во 2-й поляроид («анализатор») $А$, откуда он попадает на приемник света. Поляроиды поставлены в скрещенное положение и ориентированы по отношению к К. я. так, что поля-

ризационная плоскость каждого из них составляет угол в 45° с направлением электрич. поля в К. я. При отсутствии электрич. поля свет через такую систему не проходит. При наложении электрич. поля свет, выходящий из К. я., вследствие двойного лучепреломления становится эллиптически поляризованным и часть его будет пропущена анализатором на приемник. На пластины конденсатора K наряду с переменным («модулированным») напряжением обычно подается и постоянное («поляризующее»). В определенном интервале напряжений можно получить почти точную пропорциональность между долей светового потока, пропускаемой прибором, и величиной напряжения на пластинах. Обладая весьма малой инерционностью, К. я. воспроизводит без заметных искажений изменение подводимого к конденсатору напряжения даже при частотах порядка сотен *Мгц*.



Недостатком модуляторов света с К. я. является значительная потеря света, составляющая от 55 до 70% основного светового потока. К. я. применялась в системе звукового кино в качестве быстродействующего оптич. затвора, позволяющего фотографировать с экспозицией в 0,01 *мксек*, а также в ряде спец. устройств и для научных исследований. К. я. применялась в телевидении, но в современных телевизорах заменена более совершенными устройствами.

Лит.: Тагер П., Ячейка Керра, М.—Л., 1937.

КЕСТЕРСА ИНТЕРФЕРОМЕТР — см. *Интерференционный компаратор.*

КЕТОНЫ — класс органич. соединений, содержащих в молекуле карбонильную группу $>C=O$, связанную с двумя углеродными атомами.

К-ЗАХВАТ — радиоактивное превращение, при к-ром атомное ядро захватывает электрон из K-слоя своего же атома. При К-з. один из протонов ядра p, поглотив электрон e^-, превращается в нейтрон n: $p + e^- \rightarrow n + \nu$. Образовавшееся нейтрино ν покидает атом. Атомный номер элемента Z при К-з. уменьшается на единицу. Массовое число A не меняется. Кроме К-з., возможен электронный захват из слоев, более удаленных от ядра: L-захват, M-захват и т. д. К-захват является преобладающей формой электронного захвата и наряду с β^- и β^+-распадом относится к числу β-процессов в ядрах (см. *Бета-распад*). β^+-распад и К-з., идущие с одинаковым изменением Z и A, могут наблюдаться совместно при распаде одного и того же изотопа. К-з. энергетически возможен, если разность масс исходного атома M_Z^A и конечного атома M_{Z-1}^A больше, чем энергия связи K-электрона E_K, т. е. если $W_0 = M_Z^A - M_{Z-1}^A > E_K$ (здесь W_0 — энергия распада; массы и энергии по соотношению $E = Mc^2$ выражены в одинаковых единицах). Теоретич. отношение вероятностей К-з. ε_K и конкурирующего с ним β^+-распада ε_K/β^+ как ф-ция энергии распада W_0 представлено на рис. 1. Вероятность К-з. сильно возрастает (примерно как Z^3) в тяжелых элементах вследствие уменьшения (с ростом Z) среднего объема области, окружающей ядро, в к-рой находятся K-электроны. Роль К-з. по сравнению с β^+-распадом увеличивается с уменьшением энергии перехода W_0. β^+-распад возможен энергетически, только если $W_0 > 2mc^2$ ($mc^2 = 511$ *кэв* — энергия покоя электрона). При меньших энергиях в качестве главного конкурента для К-з. остается только L-захват. Теоретич. отношение вероятностей L-захвата и К-з. $\varepsilon_L/\varepsilon_K$ при больших энергиях W_0 равно 0,04 для $Z = 4$ и 0,17 для $Z = 92$. Отношение $\varepsilon_L/\varepsilon_K$ растет по мере приближения W_0 к E_K. Зависимость $\varepsilon_L/\varepsilon_K$ от энергии перехода W_0 используется для экспериментального определения W_0 при К-з.

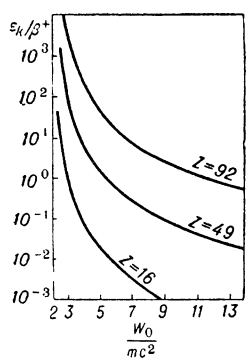


Рис. 1. $\varepsilon_K/\beta+$ — теоретическое отношение вероятности К-з. к вероятности β^+-распада для разрешенных переходов; W_0 — энергия распада; $mc^2 = 511$ *кэв*.

Регистрировать К-з., наблюдая единственную частицу, покидающую ядро,— нейтрино, было бы крайне затруднительно. Однако К-з. легко обнаружить по сопровождающему его рентгеновскому излучению. «Дырка» в K-слое, образовавшаяся при К-з., заполняется электроном одного из вышележащих слоев с излучением характеристических рентгеновских лучей, соответствующих атомному номеру $Z - 1$. Этим путем и был открыт К-з. (Альварец, 1937 г. [7]). Измерение интенсивности и энергии рентгеновских лучей позволяет определить период полураспада t, отношение $\varepsilon_L/\varepsilon_K$, а если измерено число позитронов, то и отношение ε_K/β^+.

При вылете нейтрино ядро должно испытывать отдачу. Так как при К-з. вылетает одно нейтрино, то все ядра отдачи должны иметь одинаковый импульс, легко вычисляемый по энергии распада. Опыты Аллена, наблюдавшего отдачу ядра $_3Li^7$ после К-з. в $_4Be^7$, превосходно подтвердили гипотезу о нейтрино. Идея этих опытов была предложена А. И. Алихановым и А. И. Алиханяном.

Одна из аномалий в периодич. таблице Менделеева связана с К-з.: атомный вес аргона больше атомного веса следующего за ним калия потому, что $_{19}K^{40}$ путем К-з. превращается в $_{18}Ar^{40}$.

Теория К-з. аналогична теории β-распада. К-з. наз. «разрешенным», если при переходе спин ядра не меняется или меняется на единицу, а четность состояния ядра не меняется. Остальные переходы относятся к «запрещенным», поскольку их вероятность во много раз меньше, а t соответственно больше.

Для разрешенных переходов

$$t\ (сек) = \frac{1}{f\left(\frac{W_0}{mc^2}, Z\right)} \cdot \frac{2\pi^3 \ln 2}{g^2\,(|M_F|^2 + 1{,}42\,|M_{G-T}|^2)} \cdot \frac{\hbar}{mc^2},$$

где безразмерная константа $g = 3{,}17 \cdot 10^{-12}$ связана с универсальной константой *слабого взаимодействия* $G = 1{,}41 \cdot 10^{-49}$ *эрг · см*^{3} соотношением $g = \frac{G}{\hbar c}\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2$; $f\left(\frac{W_0}{mc^2}, Z\right)$ — табулированная ф-ция, не зависящая от свойств ядра. Величины $|M_F|^2$ и $|M_{G-T}|^2$ определяются структурой ядра и не всегда могут быть вычислены с достаточной точностью. Для этих величин существуют т. н. правила отбора Ферми и Гамова—Теллера: $M_F = 0$, если спин ядра меняется на ± 1; $M_{G-T} = 0$, если спины начального ядра и ядра, образовавшегося в результате К-з., равны нулю.

Для разрешенного К-з. отношения ε_K/β^+ и $\varepsilon_L/\varepsilon_K$ не зависят от $|M|^2$. Совпадение вычисленных значений этих отношений с экспериментом является хорошим подтверждением теории, иногда даже в таких деталях, как учет экранирования электрич. поля ядра атомными электронами и учет размеров ядра при вычислении входящей в f электронной волновой ф-ции. Так, для $_{30}Zn^{65}$ измерено $\varepsilon_K/\beta^+ = 28 \mp 3$; теоретич. значение без учета упомянутых факторов равно 33, с учетом—29. Для $_{18}Ar^{37}$ измерено $\varepsilon_L/\varepsilon_K = 0{,}087 \mp 0{,}005$,

теоретич. значения соответственно 0,06 и 0,084. С другой стороны, отклонения измеренных значений от вычисленных могут явиться указанием на то, что переход запрещен, а иногда дают ценные сведения о структуре ядра.

Ф-ция f слабо зависит также от физич. и химич. состояния вещества. Так, напр., на опыте обнаружено, что период полураспада $_4Be^7$ несколько различен в разных химич. соединениях бериллия.

Величина ft наз. приведенным временем жизни. Она зависит только от $|M|^2$, т. е. от свойств ядерных сил. Нахождение $\lg ft$ для различных ядер является целью многочисленных экспериментальных и теоретич. работ.

Известно свыше 200 изотопов от $_4Be^7$ до $_{101}Md^{256}$, распадающихся путем К-з. Часто после К-з. дочернее ядро образуется в возбужденном состоянии и при переходе его на основной уровень излучаются γ-кванты.

В качестве иллюстрации закономерностей К-з. на рис. 2 приведена схема распада $_{48}Cd^{107}$. Ядро $_{48}Cd^{107}$ имеет спин основного состояния $^5/_2$, четность +, $t = 6{,}7$ часа. Переход на уровень 939 *кэв* Ag^{107} идет только путем К-з. Из рис. легко видеть, что для К-з. ε_2 энергия перехода (или разность масс) $W_0 = (1\,436\ кэв - 939\ кэв) < 2\,mc^2 = 1\,022\ кэв$. Поэтому β^+-распад на этот уровень невозможен.

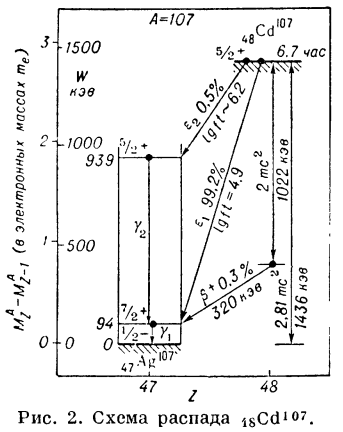


Рис. 2. Схема распада $_{48}Cd^{107}$.

Переход $^5/_2{}^+ \to {}^1/_2{}^-$ в основное состояние $_{47}Ag^{107}$, возможный энергетически как для К-з., так и для β^--распада, связан с изменением спина на 2 и с изменением четности. Поэтому он попадает в категорию запрещенных, не выдерживает конкуренции разрешенных переходов $^5/_2{}^+ \to {}^7/_2{}^+$ и $^5/_2{}^+ \to {}^5/_2{}^+$ на возбужденные уровни и не наблюдается. $\lg ft$ для ε_1 и ε_2 в среднем соответствует обычным значениям для разрешенных переходов; $\varepsilon_K/\varepsilon_{\beta^+}$ для ε_1 соответствует теории (сравнить с рис. 1); $\varepsilon_L/\varepsilon_K$ пока не измерено.

Из-за несохранения четности в β-процессах для спина нейтрино осуществляется лишь одна из двух возможных ориентаций — по направлению или против направления импульса. Первый случай соответствует правовинтовой спиральности нейтрино ($h = +1$), второй — левовинтовой спиральности ($h = -1$). Экспериментально спиральность нейтрино была установлена путем определения знака круговой поляризации γ-квантов, испускаемых вслед за К-з., в ту же сторону, в которую движется ядро отдачи, и след. в сторону, противоположную направлению вылета нейтрино. Для выделения γ-квантов, испущенных в нужном направлении, использовалось резонансное рассеяние γ-лучей (оно возможно лишь в том случае, когда энергия γ-кванта больше энергии γ-перехода. Только γ-кванты, испущенные движущимся ядром в направлении его движения, могут обладать необходимым избытком энергии). Знак круговой поляризации γ-лучей определялся по величине их поглощения в намагниченном железе.

В схеме К-з. с последующим γ-излучением (рис. 3) полный момент количества движения (спин) ядра в начале и в конце процесса равен нулю. В таком случае у появившихся в результате этого процесса γ-кванта и нейтрино их собственные моменты количества движения в силу закона сохранения момента количества движения должны быть направлены в противоположные стороны. Если при этом их импульсы также противоположны, то знаки их спиральности (или знаки круговой поляризации) одинаковы. Опыты

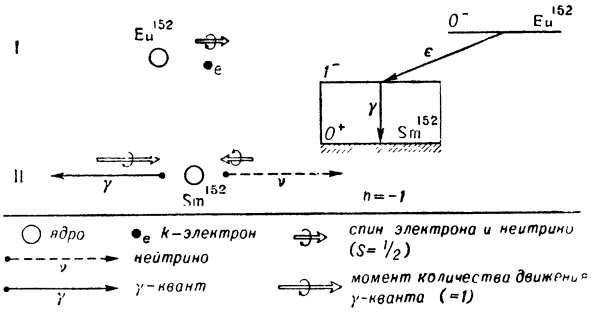


Рис. 3. К-з. в ядре Eu^{152}. Справа — часть схемы распада. Слева — направление движения и направления моментов нейтрино, γ-кванта и электрона: *I* — до К-з. и *II* — после излучения нейтрино и γ-кванта; h — спиральность нейтрино; s — спин в атомных единицах.

с К-з. в ядре Eu^{152} показали [10], что в природе осуществляется случай рис. 3: круговая поляризация γ-квантов соответствует направлению момента, противоположному направлению их движения, и, следовательно, при К-з. спиральность испускаемого нейтрино $h = -1$. (В опыте [10] не все 100% резонансно рассеянных γ-лучей оказались поляризованными по кругу, т. к. γ-кванты, обладающие необходимым для резонансного рассеяния избытком энергии, вылетают не точно в направлении импульса ядра отдачи, а под нек-рым острым углом φ к нему. Это уточнение легко учитывается). Антинейтрино, излучаемое при β^--распаде, отличается от нейтрино, излучаемого при К-з. и β^+-распаде, знаком спиральности.

В момент К-з. скорость захватываемого электрона сразу падает до нуля. Электрон, испытывающий ускорение, излучает. Теоретич. отношение числа фотонов подобного внутреннего *тормозного излучения* к числу К-з. равно $\approx 2 \cdot 10^{-4}\,(W_0/mc^2)^2$. Из-за несохранения четности, фотоны внутреннего тормозного излучения при К-з. должны обладать круговой поляризацией. Этот эффект был обнаружен при К-з. в Ar^{37} и затем в Fe^{55}. Наблюдавшаяся в указанных опытах практически полная круговая поляризация подтверждает полученный из других экспериментов вывод (см. *Бета-распад* и *Слабые взаимодействия*) о том, что слабое взаимодействие между нуклонами, электронами и нейтрино является суперпозицией векторного и псевдовекторного взаимодействий.

Кроме электронного К-з., открыт и изучается захват ядром мезонов с их К-оболочки в мезоатомах. Явления К-з. μ^--мезонов и К-з. электронов во многом схожи. Различия возникают из-за того, что масса μ^--мезона в 207 раз больше массы электрона. Поэтому К-оболочка μ^--мезонов расположена приблизительно в 200 раз ближе к ядру и в тяжелых элементах оказывается практически внутри ядра, а энергия распада за счет массы покоя мезона оказывается порядка 100 *Мэв*. При такой энергии невозможно разделить разрешенный μ^--захват и μ^--захват разных порядков запрещения.

Лит.: 1) Грошев Л. В., Шапиро И. С., Спектроскопия атомных ядер, М., 1952; 2) Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Влияние электрического поля атома на бета-распад, М.—Л., 1956, гл. 9—10; 3) Зырянова Л. Н., Уникальные бета-переходы, М.—Л., 1960, гл. 3, 4, 6; 4) Дже-

лепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер, М.—Л., 1958; 5) Бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., М., 1959, с. 15, 279, 342, 534, 596, 686; 6) Смородинский Я. А., «УФН», 1959, т. 67, вып. 1, с. 43; его же, там же, 1959, т. 68, вып. 4, с. 653; 7) Alvarez L. W., «Phys. Rev.», 1937, v. 52, № 1, p. 134; его же, там же, 1938, v. 54, № 7, p. 486 (открытие К-з.); 8) Pontecorvo B., Kirkwood D. H. W., Hanna G. C., там же, 1949, v. 75, № 6, ser. 2, p. 982 (открытие L-захвата); 9) Robinson B. L., Fink R. W., «Rev. Mod. Phys.», 1960, v. 32, № 1, p. 117 (Обзор эксперимент. результатов по электронному захвату); 10) Goldhaber M., Grodzins L., Sunyar A. W., «Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 3, p. 1015 (спиральность нейтрино); 11) Mann L. G., Miskel J. A., Bloom S. D., «Phys. Rev. Letters», 1958, v. 1, № 1, p. 34 (Поляризация внутреннего тормозного излучения при К-з. в Ar^{37}); 12) Парфенова В. П., «ЖЭТФ», 1960, т. 38, вып. 1, с. 56 (то же для Fe^{55}); 13) Вапстра А. Х., Нийх Г. И., Ван-Лишут Р., Таблицы по ядерной спектроскопии, пер. с англ., М., 1960, с. 80—6; 14) Brysk H., Rose M. E., «Rev. Mod. Phys.», 1958, v. 30, № 4, p. 1169 (Обзор результатов расчетов по теории К-з. и L-захвата); 15) Аллен Дж., Нейтрино, пер. с англ., под ред. В. В. Владимирского, М., 1960.

М. А. Листенгартен, Л. А. Слив.

КИБЕРНЕТИКА — наука об общих закономерностях процессов управления и связи в организованных системах — машинах, живых организмах и их объединениях. К. изучает процессы управления в основном с информационной стороны (см. *Информации теория*), поэтому К. определяют также как науку о способах восприятия, передачи, хранения, переработки и использования *информации* в машинах, живых организмах и их объединениях.

Систематич. изложение общих идей и методов К. было дано в 1948 г. Н. Винером (N. Wiener)[1]. Большую роль в создании К. сыграли работы К. Шеннона (C. Shannon) по теории релейно-контактных схем, теории передачи информации и теории автоматов [2,9], а также работы Дж. Неймана (J. Neumann) по теории электронных вычислительных машин, теории автоматов и математич. теории игр.

Возникновение К., как общей теории процессов управления, обусловлено потребностями практики в создании сложных систем автоматич. управления и связано с появлением электронных вычислительных машин, являющихся мощным средством автоматизации различных процессов переработки информации и управления. Характерной особенностью К. является то, что она возникла в результате процесса интеграции и взаимного проникновения методов и достижений ряда точных и биологич. наук. Развитие теории автоматич. регулирования, основанной в значительной мере А. М. Ляпуновым и И. В. Вышнеградским, и создание И. П. Павловым объективных методов изучения высшей первной деятельности дало большой фактич. материал для глубоких обобщений и способствовало выявлению аналогий и общих принципов управления в живых организмах и машинах. Рефлекторная теория, объясняющая процессы регулирования, происходящие внутри организмов, а также механизмы приспособления организмов к внешней среде, пользуется, в сущности, теми же принципами передачи информации и обратной связи, на к-рых основана и теория автоматич. регулирования [17, 18, 19]. В подготовке К. значительную роль сыграли также такие науки, как эволюционное учение и теоретич. генетика, изучающие закономерности развития биологич. видов и процессы передачи наследств. информации. Непосредственное участие в формировании К. приняли, с одной стороны, такие науки, как математич. экономика и методика исследования военных операций, возникшие в годы второй мировой войны и изучающие процессы передачи информации и управления в общественной жизни, и, с другой стороны, — теория связи и теория вычислительных машин, занимающиеся закономерностями передачи и переработки информации в технич. устройствах.

В отличие от указанных наук, изучающих процессы управления в различных конкретных областях, К. изучает общие закономерности, относящиеся к любым процессам управления, независимо от их природы. В качестве первых конкретно разработанных разделов К. можно указать теорию фильтрации случайных процессов Н. Винера и теорию интерполяции и экстраполяции случайных процессов А. Н. Колмогорова [12].

Значение К. состоит прежде всего в построении единой теории процессов управления и в выработке единой методологии их изучения. Несмотря на чрезвычайное многообразие конкретных проявлений процессов управления, оказывается, что они в своей основе имеют универсальный характер и осуществляются по общей схеме. Любой процесс управления всегда связан с нек-рой организованной системой, включающей в себя собственно управляющую систему и управляемые или исполнительные органы, объединенные каналами связи. Естественными, созданными природой, организованными системами являются живые организмы. Кроме живых организмов, нам известны пока только искусственные организованные системы, созданные человеком.

Характерной чертой любого процесса управления является наличие цели. Управление — это организация целенаправленного (целесообразного) поведения. Целью процесса управления в общем случае является приспособление организованной системы к внешним условиям, необходимое для ее существования или выполнения свойственных ей функций. Цель процесса управления — это критерий качества функционирования управляющей системы.

Управление всегда осуществляется на основе приема, передачи и переработки информации в условиях взаимодействия данной организованной системы с внешней средой. Информацией обычно называют новые сведения о к.-л. событиях или явлениях; более точное определение понятия информации м. б. дано в связи с понятием памяти. Память — это способность организованной материи селективно фиксировать и сохранять во времени внешние воздействия, а также при определенных условиях селективно воспроизводить (полностью или частично) их следы. Памятью обладают только живые организмы и искусственные управляющие системы. Их функционирование, протекающее в пространстве и во времени, обусловлено всегда не только характером текущих воздействий внешней среды и их собственным текущим физич. состоянием, но и информацией, хранящейся в их памяти. Т. о., информация может быть определена как опосредствованное через память восприятие управляющей системой внешних воздействий. Любое внешнее воздействие только в том случае несет информацию для управляющей системы, если оно хоть в какой-то степени связано со следами прошлых воздействий, хранящимися в памяти этой системы, если это воздействие опознается системой. Этот вид воздействий принципиально отличен от непосредственных физич. воздействий, результаты к-рых полностью определяются самими воздействиями. Принципиально важно то, что опознавание информации возможно не только в случаях полного совпадения поступившего воздействия (сигнала) с одним из прошлых. Информация опознается и извлекается управляющей системой и из тех воздействий, к-рые с прошлыми воздействиями связаны сложными зависимостями (частичные совпадения, совпадения по комбинациям и др.).

Методы опознавания информации живыми организмами весьма сложны и многообразны и их изучение находится еще в самой начальной стадии. Эти методы в сильной степени изменяются в зависимости от уровня организации живых организмов.

Управляющая система выдает исполнительным органам по каналам прямой связи командную информацию, по каналам обратной связи она получает от исполнительных органов информацию о действительном состоянии этих органов и об исполнении команд управления; управляющая система получает также информацию о состоянии внешней среды от специальных чувствительных или измерительных органов. На основе полученной информации управляющая система вырабатывает команды управления, определяющие действия исполнительных органов и будущее состояние всей организованной системы.

В отличие от указанной общей схемы, в простейших случаях в технике иногда применяется т. н. жесткое управление по заранее заданной программе без использования обратных связей; обратные связи заменяются предварительным расчетом ожидаемых реакций внешней среды на тех или иных этапах управления, т. е. участвуют в неявной форме. Для любого процесса управления характерно наличие алгоритма управления. Под алгоритмом понимают систему формальных правил, четко и однозначно определяющих процесс реализации определенной цели, в частности порядок решения задач определенного класса. Для алгоритма характерны след. черты: а) определенность алгоритма, состоящая в четкости образующих его указаний, их полной понятности для исполнителя, даже не знающего существа задачи; б) массовость алгоритма, состоящая в его применимости не к одной единственной, а к нек-рому множеству вариантов исходных данных, т. е. к целому классу задач; в) результативность алгоритма, заключающаяся в том, что для всякой допустимой системы исходных данных число операций, приводящих к определенному результату, конечно.

Теория алгоритмов зародилась в 30-х годах в недрах математич. логики в связи с изучением теоретич. вопросов природы нек-рых математич. задач. С развитием К. выяснилось, что алгоритмы играют важную роль при описании и изучении различных процессов переработки информации и управления [21, 22]. Понятия цели и алгоритма в К. имеют весьма широкий смысл. В случае искусственных управляющих систем (технических, административных и т. п.) цель и алгоритм управления вкладываются в системы извне при создании этих систем. Напр., в системе автоматич. управления движением самолета цель управления — обеспечение выполнения заданных программой параметров движения самолета (координат, скоростей, ускорений), а алгоритм управления — ур-ния, определяющие положения органов управления рулями и двигателем самолета по отклонениям действительных значений параметров от заданных. В качестве примера административной управляющей системы можно привести систему управления производственным предприятием, где целью управления является обеспечение выпуска заданной продукции, а алгоритм управления определяется совокупностью технической, технологической и планово-экономической документации, регламентирующей работу данного предприятия. В случае управляющих систем живой природы цель и алгоритм управления формируются естественно-причинным способом в результате длительной эволюции. Напр., сам процесс биологич. эволюции является управляющим процессом, целью к-рого *является приспособление организмов к внешним* условиям, а алгоритмом — закономерности естественного отбора. Т. о., кибернетич. понятие цели включает и такое свойство, присущее управляющим системам живой природы, как сохранение устойчивости своей организации (г о м е о с т а з и с).

Проблема изучения механизмов естественно-причинного возникновения целесообразных управляющих систем живой природы — одна из важнейших задач К. Разработка этой проблемы позволит глубже подойти к пониманию соотношений причинности и целесообразности в природе на основе выяснения конкретных механизмов и математич. зависимостей, определяющих переход от причинно-детерминированного поведения отдельных элементов системы к целесообразным формам поведения системы в целом. По-видимому, основной особенностью причинно-следственных связей в целесообразно функционирующих системах является наличие обратных влияний следствий на внутр. причины, определяющие ход процесса.

Помимо теоретич. значения, К. имеет большое практич. значение как теория, обеспечивающая единый подход к изучению искусственных и естественных управляющих систем и использование принципов построения систем живой природы в технике. Специальный раздел прикладной К. — б и о н и к а — занимается непосредственно изучением и применением принципов действия чувствительных и управляющих элементов живых существ при построении различных технич. устройств. Важной практич. задачей К. является проблема информационного симбиоза человека и машины в процессе решения различных научных задач. В отличие от существующих способов автономного использования машин для решения отдельных задач, информационный симбиоз предусматривает тесное взаимодействие человека и машины непосредственно в процессе творческого мышления; при этом за человеком сохраняются ф-ции постановки задач, формулировки вопросов и гипотез, анализа данных, а на машину возлагается работа по сбору и обработке материалов, выполнению вычислений, выдаче справок и представлению данных в виде, удобном для анализа.

К. как единая теория процессов управления включает в себя 3 основных раздела: теорию информации, теорию программирования (или методов управления) и теорию управляющих систем.

Теория информации (см. *Информации теория*) занимается изучением способов кодирования (преобразования), передачи и восприятия информации. Передача информации осуществляется при помощи сигналов — физич. процессов, у к-рых определенные параметры находятся в однозначном соответствии с передаваемой информацией. Установление такого соответствия наз. кодированием (см. *Код*, *Кодирующее устройство*). Хотя передача любых сигналов требует затраты энергии, количество затрачиваемой энергии в общем случае не связано с количеством, а тем более с качеством передаваемой информации. В этом состоит одна из принципиальных особенностей процессов управления: управление большими потоками энергии может осуществляться при помощи сигналов, требующих для своей передачи незначительных количеств энергии.

Наиболее разработан в теории информации статистич. подход, основанный на учете вероятностных характеристик передаваемых сообщений. Центральным понятием теории информации является мера количества информации, определяемая как изменение до и после получения сообщения степени неопределенности в ожидании нек-рого события, о к-ром говорится в сообщении. Эта мера позволяет измерять *количество информации в сообщениях подобно тому*, как в физике измеряется количество энергии, и оценивать эффективность различных способов кодирования информации, а также пропускную способность и помехоустойчивость различных каналов связи [8, 9, 10, 13]. Математич. определение понятия количества информации получается следующим образом. В теории вероятностей полной системой событий называют

такую группу событий $A_1, A_2, \ldots, A_n$, в к-рой при каждом испытании обязательно наступает одно и только одно из этих событий. Напр., выпадение 1, 2, 3, 4, 5 или 6 при бросании игральной кости; выпадение герба или надписи при бросании монеты. В последнем случае имеется простая альтернатива, то есть пара противоположных событий.

Конечной схемой называется полная система событий $A_1, A_2, \ldots, A_n$, заданная вместе с их вероятностями: $P_1, P_2, \ldots, P_n$:

$$A = \begin{pmatrix} A_1 & A_2 & \ldots & A_n \\ P_1 & P_2 & \ldots & P_n \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где

$$\sum_{k=1}^{n} P_k = 1; \quad P_k \geqslant 0.$$

Всякой конечной схеме свойственна нек-рая неопределенность, то есть известны только вероятности возможных событий, но какое именно событие произойдет в действительности, является неопределенным.

Теория информации вводит следующую характеристику для оценки степени неопределенности любой конечной схемы событий:

$$H(P_1, P_2, \ldots, P_n) = -\sum_{k=1}^{n} P_k \log P_k, \qquad (2)$$

где логарифмы имеют произвольное, но всегда одно и то же основание; при $P_k = 0$ принимается, что $P_k \log P_k = 0$. Величина H носит название энтропии данной конечной схемы событий. Она обладает следующими свойствами:

1. Величина $H(P_1, P_2, \ldots, P_n)$ непрерывна относительно P_k.

2. Величина $H(P_1, P, \ldots, P_n) = 0$ в том и только в том случае, когда из чисел $P_1, P_2, \ldots, P_n$ одно к.-л. равно единице, а остальные равны нулю, то есть энтропия равна нулю, когда отсутствует к.-л. неопределенность в конечной схеме.

3. Величина $H(P_1, P_2, \ldots, P_n)$ имеет максимальное значение, когда все P_k равны между собой, то есть когда конечная схема имеет наибольшую неопределенность. В этом случае

$$H(P_1, P_2, \ldots, P_n) = -\sum_{k=1}^{n} P_k \log P_k = \log n. \qquad (3)$$

Кроме того, энтропия обладает свойством аддитивности, то есть энтропия двух независимых конечных схем равна сумме энтропий этих конечных схем. Выбранное выражение энтропии достаточно удобно и полно характеризует степень неопределенности той или иной конечной схемы событий. В теории информации доказывается, что единственной формой, удовлетворяющей трем указанным свойствам, является принятая форма для выражения энтропии.

Данные о результатах испытания, возможные исходы к-рого определялись заданной конечной схемой A, представляют собой нек-рую информацию, снимающую ту неопределенность, к-рая была до испытания. Чем больше неопределенность конечной схемы, тем большее количество информации получается в результате проведения испытания и снятия этой неопределенности. Так как характеристикой степени неопределенности любой конечной схемы является энтропия этой конечной схемы, то количество информации, даваемое испытанием, целесообразно измерять той же величиной. Т. о., в общем случае количество информации к.-л. системы, имеющей различные вероятности возможных исходов, определяется энтропией конечной схемы, характеризующей поведение этой системы.

Так как за единицу количества информации принят наиболее простой и единый вид информации, а именно сообщение о результате выбора между двумя одинаково вероятными вариантами, то и основание логарифмов в выражении для энтропии обычно принимается равным двум.

Исключительный интерес представляет изучение созданных природой естественных способов кодирования наследственной информации, обеспечивающих сохранение в ничтожных объемах наследственного вещества огромных количеств информации, содержащих в зародышевой клетке признаки взрослого организма.

Принципиальное значение имеет связь, установленная К. между понятием информации и понятием термодинамич. энтропии. Термодинамич. энтропия характеризует собой степень беспорядочности (дезорганизации) данной физич. системы, в то время как информация характеризует собой степень «беспорядочности» источника информации, поэтому термодинамич. энтропия, с информационной точки зрения, характеризует степень недостатка информации о данной физич. системе. Рассматривая лабораторию, в к-рой проводится некоторый физич. эксперимент, как замкнутую физич. систему, можно оценить ожидаемое увеличение энтропии этой системы и количество информации, к-рое может быть получено в результате эксперимента. Пусть, напр., исследуется изолированная система, в к-рой происходит адиабатич. преобразование, характеризующееся постоянством энтропии. Для измерения параметров этой системы (давления, темп-ры и др.) необходимо соединить систему с измерительными приборами, что приводит к увеличению энтропии системы, включающей в себя исследуемую систему и измерительные приборы. Полученное в результате измерения количество информации будет всегда меньше увеличения энтропии, обусловленного экспериментом.

Информационное толкование термодинамич. энтропии имеет непосредственное отношение к принципу неопределенности в квантовой физике. Для того чтобы процесс наблюдения не влиял на его результаты, необходимо, чтобы вызванное наблюдением увеличение энтропии системы, включающей в себя объект наблюдения и измерительные приборы, было бы пренебрежимо мало по сравнению с полной энтропией наблюдаемой системы. В этом случае эксперимент можно считать невозмущающим, т. е. воспроизводимым; в противном случае эксперимент следует рассматривать как необратимый процесс. Методы статистич. теории информации могут быть применены при общем планировании и организации физич. экспериментов, оценке их результатов, анализе эффективности различных способов наблюдения [7].

Помимо вопросов оценки количества информации и надежности ее передачи и хранения, большое значение имеет изучение различных форм представления информации. Этот вопрос в теории информации почти не разработан; между тем одно и то же количество информации в зависимости от формы ее представления может быть доступным для использования в большей или меньшей степени, а преобразование информации из одной формы в другую зачастую достаточно сложным. Напр., одна и та же ф-ция может быть представлена в аналитической, графической или табличной форме; все 3 формы содержат формально одинаковую информацию, но отличаются с точки зрения удобства пользования ею. Развивающееся новое, т. н. семантическое направление в теории информации занимается вопросами количественного выражения со-

держания информации, что сводится по существу к изучению форм представления информации и способов ее сжатия, т. е. преобразования в более экономную форму. Одной из основных задач этого направления является исследование процессов опознавания образов живыми организмами и моделирование этих процессов в искусственных системах; процесс выработки образов представляет собой не что иное, как преобразование информации, заданной в форме большого количества конкретных примеров, в форму совокупности характерных признаков и их связей. Разрабатывается количественный подход к вопросу о ценности информации для получателя. При допущении, что информация собирается для достижения нек-рой определенной цели, ценность ее может быть измерена как разность вероятностей достижения цели до и после получения информации [14].

Теория программирования в широком смысле представляет собой науку, занимающуюся изучением и разработкой методов описания и моделирования любых процессов переработки информации и управления. Сюда относятся прежде всего теория программирования задач для решения их на электронно-вычислительных машинах, теория алгоритмизации различных процессов управления, различные математич. методы нахождения оптимальных решений. Большое теоретическое и практич. значение имеет развитие автоматизации программирования задач для электронных цифровых машин, имеющей целью передачу машинам все более сложных видов работы по постановке и подготовке задач. На основе операторного метода, предложенного в 1953 А. А. Ляпуновым, построен ряд программирующих устройств, составляющих рабочие программы для машин. Развивается международный язык программирования (АЛГОЛ), к-рый предназначается для облегчения обмена алгоритмами решения различных задач в международном масштабе.

Методы автоматич. программирования обеспечивают в наст. время возможность постановки задач на машины сразу в виде математич. формул или словесных выражений, определяющих методы решения без детального описания процессов решения в виде последовательностей элементарных машинных операций. В перспективе развитие автоматич. программирования и структуры машин должно позволить решать на машинах вычислительные, логические и физич. задачи, задаваемые только своими условиями. Машины должны автоматически выбирать оптимальные методы решения, определять последовательность и методы решения, требуемые варианты расчетов, анализировать результаты решений и выдавать их в наглядном, обобщенном виде. К общей теории программирования процессов переработки информации могут быть отнесены также математич. методы выбора оптимальных решений при управлении в сложной обстановке. Процесс нахождения решения в общем случае включает оценку информации об обстановке, определение линии поведения (стратегии), отвечающей цели управления, и выработку команд управления, определяющих конкретные действия исполнительных органов. Круг процессов, связанных с нахождением решений, весьма широк и объединяет всевозможные процессы переработки информации, начиная от элементарных реакций рефлекторного типа, свойственных простейшим управляющим системам, и кончая процессами творческого мышления человека. Целесообразное функционирование управляющих систем (искусственных и естественных), с математич. точки зрения, представляет собой процесс минимизации на каждом шаге управления нек-рой ф-ции от состояния системы (включая информацию, хранимую в ее памяти) и информации, поступающей из внешней среды. Указанная ф-ция является критерием качества или целью управления данной системы. Значительное развитие в прикладной К. получили математич. методы нахождения оптимальных решений, такие, как линейное и динамическое программирование, а также методы теории массового обслуживания, теории игр и др. Этими методами пользуются не только в области военного и экономич. управления, но и при планировании и анализе результатов физич. экспериментов, построении математич. моделей и исследовании различных физич. процессов и систем [16, 17].

Одним из важных достижений К. является выработка единого подхода к изучению различных процессов переработки информации путем расчленения этих процессов на элементарные акты, представляющие собой, как правило, альтернативные выборы («да» или «нет»). Систематич. применение этого подхода позволяет последовательно формализовывать все более сложные процессы умственной деятельности людей, а также детально и однозначно описывать (алгоритмизировать) процессы функционирования различных управляющих систем.

Важной задачей этого раздела К. является изучение сущности процессов обучения и творческого мышления человека и воспроизведение подобных процессов на электронных машинах. В этом направлении проводятся эксперименты по исследованию и моделированию на машинах процессов эвристического и интуитивного решения задач, по анализу метода проб и ошибок с расчленением общих задач на отдельные подзадачи с автоматич. поиском промежуточных этапов и способов для их достижения. Большой интерес для решения этой проблемы имеют работы по созданию различных систем ассоциативной памяти, позволяющей автоматически находить и объединять информацию по содержанию.

Теория управляющих систем изучает общие информационные и физич. принципы построения управляющих систем различной природы и назначения. Управляющей системой в общем случае наз. любой физич. объект, осуществляющий целенаправленную переработку информации.

Можно выделить следующие основные классы управляющих систем: а) биологич. системы хранения и передачи наследственной информации; б) управляющие системы живых организмов, обеспечивающие их рефлекторную деятельность; в) мозг как орган мышления; г) автоматич. системы переработки информации в технике; д) экономические и другие общественные системы переработки информации; е) человечество как единую систему, осуществляющую получение и переработку информации в процессе развития науки.

Специальный раздел К. — теория автоматов — изучает абстрактные управляющие системы дискретного действия, отражающие информационные свойства различных классов реальных систем. Большое место отводится в теории автоматов построению математич. моделей нейронных сетей мозга и изучению на этой основе механизмов мышления и структуры мозга, обеспечивающих возможность восприятия и переработки огромных количеств информации в органах малого объема с ничтожной затратой энергии и с исключительно высокой надежностью [2, 3, 15].

Анализ различных управляющих систем показывает, что в основе их строения лежат 2 общих принципа: принцип обратной связи и принцип многоступенчатости (иерархичности) управления. Наличие обратных связей от исполнительных органов к управляющему обеспечивает постоянный учет управляющей системой действительного состояния системы и воздействий внешней среды. Принцип иерархичности управления обеспечивает экономичность структуры и устойчивость функционирования системы. Он заклю-

чается в построении многоярусной системы, в к-рой непосредственное управление исполнительными органами осуществляют механизмы низшего уровня, контролируемые механизмами 2-го уровня, к-рые сами контролируются механизмами 3-го уровня, и т. д.

В реальных управляющих системах указанные принципы проявляются весьма сложно, образуя большое количество взаимосвязанных и перекрещивающихся контуров и уровней управления, в к-рых сама иерархичность управления является относительной. При этом отдельные элементы, принадлежащие к более низким уровням управления, сами могут оказывать управляющие воздействия на элементы более высоких уровней управления, а связи между элементами носят не однозначный, строго определенный, а вероятностный характер. Специфическое качество подобных систем — их сложность, исключающая возможность их описания и анализа только на основе знания поведения отдельных элементов. Задача К. — создание для описания сложных систем спец. методов, основанных на применении интегральных характеристик (напр., степень организации) и структурных свойств (иерархия управления, система обратных связей).

Органич. сочетание принципов обратной связи и иерархичности управления придает управляющим системам свойство «ультраустойчивости», позволяющее им автоматически находить оптимальные режимы функционирования и приспосабливаться к различным изменениям внешней обстановки. Эти принципы являются основой процессов биологич. эволюции видов и основой развития, обучения и приобретения опыта живыми организмами в процессе их жизни. Постепенная выработка условных рефлексов и их наслаивание представляют собой повышение и усложнение уровней управления в нервной системе животного.

Указанными принципами обратной связи и иерархичности управления пользуются также при построении сложных управляющих систем в технике и организации процессов управления в общественной жизни [1, 2, 3].

Опыт по изучению реальных управляющих систем может быть обобщен в виде принципиальной схемы, описывающей порядок изучения этих систем в самых различных областях. Процесс исследования управляющих систем подразделяется на два основных этапа: первый называется макроподходом, или макроскопич. изучением этой системы; второй — микроподходом, или микроскопич. изучением управляющей системы. Первый подход характеризуется тем, что управляющая система рассматривается с чисто функциональной точки зрения, а именно изучаются потоки информации, входящей и выходящей из управляющей системы, способы кодирования этой информации, а также закономерности действия управляющей системы при тех или иных условиях. После того как проведено такое макроскопич. (функциональное) исследование, возникают задачи детального изучения внутреннего строения этой системы: выясняют, из каких составляющих частей или элементов она состоит, как связаны между собой различные ее части, каковы закономерности работы отдельных элементов системы и т. д. На основе полученных результатов можно полностью описать процесс функционирования системы, т. е. составить алгоритм работы системы. Алгоритмизация самой управляющей системы заключается в описании порядка ее работы, причем акты действия, осуществляемые частями этой управляющей системы, считаются элементарными. При этом часто возникает своеобразное преобразование микроподхода в макроподход. Именно микроподход к изучению управляющей системы в целом содержит в себе макроподход к изучению функционирования составляющих частей этой управляющей системы. Нередко первоначально выделенные части сами представляют сложную управляющую систему и микроподход к изучению всей системы в целом естественным образом перемежается с макроподходом к изучению ее звеньев.

Алгоритмизацию самой управляющей системы, т. е. детальное описание порядка ее работы, следует отличать от раскрытия алгоритма, реализуемого этой управляющей системой. Последний определяет, каким образом данная система перерабатывает поступающую в нее внешнюю информацию и что она выдает в тех или других случаях. Следовательно, приходится различать два алгоритма, связанных с управляющей системой: с одной стороны — это тот алгоритм, к-рому система подчиняется, с другой стороны — тот, к-рый она сама осуществляет.

При изучении управляющих систем возникает 2 рода вопросов: анализ структуры управляющей системы и синтез из заданных элементов системы, обеспечивающей выполнение заданного алгоритма. Общим требованием является обеспечение заданного быстродействия, точности работы, минимального количества элементов и надежности функционирования. Для оценки степени организации сложных управляющих систем вводится специальная количественная мера, характеризуемая количеством информации, к-рую требуется ввести в систему, чтобы обеспечить переход системы из начального беспорядочного состояния в требуемое организованное состояние.

Особый интерес представляют самоорганизующиеся системы, обладающие свойством самостоятельно переходить из произвольных начальных состояний в определенные устойчивые состояния, соответствующие характеру внешних воздействий. В общем случае состояние таких систем изменяется под влиянием внешних воздействий произвольно. Благодаря наличию иерархичности управления и обратных связей эти системы осуществляют целенаправленный отбор устойчивых состояний, соответствующих характеру внешних воздействий.

Свойство организации может проявляться только у систем, обладающих избыточностью структурных элементов и случайным характером связей между ними, изменяющихся в результате взаимодействия системы с внешней средой. К таким системам относятся сети нейронов мозга, различные типы колоний живых организмов, нек-рые сложные самоорганизующиеся экономические или административные системы, а также технические самоорганизующиеся устройства типа перцептрон и др. (см. *Узнающие машины*).

В задачу К. входит наряду с информационными аспектами также изучение общих физич. принципов построения управляющих систем с точки зрения их способности воспринимать и перерабатывать информацию. Сюда относится изучение соотношений между размерами и предельным быстродействием управляющей системы, обусловленных конечностью скорости распространения света, изучение ограничений в способности управляющих систем очень малых размеров однозначно воспринимать информацию в связи с проявлением в этих масштабах законов квантовой физики и т. д.

По своим методам К. — математич. наука, широко пользующаяся для описания и исследования управляющих систем разнообразным математич. аппаратом. Для К. характерно применение методов математич. моделирования различных управляющих систем с помощью электронных программно-управляемых машин универсального назначения. Этот метод, основанный на математич. описании изучаемых процессов, позволяет учитывать также влияние случайных факторов путем представления их последователь-

ностями случайных чисел, подчиняющихся соответствующим законам (*Монте-Карло метод*).

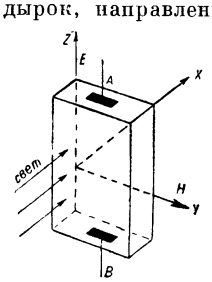
Кроме математич. моделирования, применяются также различные виды физич. моделирования, заключающегося в замене изучаемых явлений другими изоморфными (т. е. подобными) явлениями, к-рые легче воспроизводятся и наблюдаются в лабораторных условиях. Метод моделирования, основанный на кибернетич. принципе единства законов управления в любых управляющих системах, имеет большое теоретич. значение.

К., изучающая общие законы процессов управления в машинах, живых организмах и человеч. обществе, открывает новые перспективы в познании явлений жизни, в том числе сущности человеческого интеллекта, и в создании на этой основе новых все более совершенных киберпетич. машин, к-рые в свою очередь будут соответствовать дальнейшему проникновению человека в тайны природы.

Лит.: 1) Винер Н., Кибернетика, или Управление и связь в животном и машине, пер. с англ., М., 1958; 2) Автоматы. Сб. статей, под ред. К. Э. Шеннона и Дж. Маккарти, пер. с англ., М., 1956; 3) Эшби У. Р., Введение в кибернетику, пер. с англ., М., 1959; 4) Колмогоров А. Н., Кибернетика, БСЭ, 2 изд., т. 51, М., 1958, с. 149—51; 5) Ляпунов А. А., О некоторых общих вопросах кибернетики, в сб.: Проблемы кибернетики, вып. 1, М., 1958; 6) Полетаев И. А., Сигнал, М., 1958; 7) Бриллюен Л., Наука и теория информации, пер. с англ., М., 1960; 8) Голдман С., Теория информации, пер. с англ., М., 1957; 9) Шеннон К., Статистическая теория передачи электрических сигналов, в сб.: Теория передачи электрических сигналов при наличии помех. Сб. переводов, М., 1953; 10) Хинчин А. Я., Понятие энтропии в теории вероятностей, «УМН», 1953, т. 8, вып. 3; 11) Колмогоров А. Н., Теория передачи информации, М., 1956 (Докл. на пленарном заседании сессии АН СССР по научным проблемам автоматизации производства); 12) его же, Интерполирование и экстраполирование стационарных случайных последовательностей, «Изв. АН СССР. Сер. матем.», 1941, т. 5, № 1, с. 3—14; 13) Харкевич А. А., Очерки общей теории связи, М., 1955; 14) его же, О ценности информации, в сб.: Проблемы кибернетики, вып. 4, М., 1960; 15) Яблонский С. Я., Основные понятия кибернетики, там же, вып. 2, М., 1959; 16) Блекуелл Д. и Гиршик М. А., Теория игр и статистических решений, пер. с англ., М., 1958; 17) Мак-Кинси Дж., Введение в теорию игр, пер. с англ., М., 1960; 18) Павлов И. П., Двадцатилетний опыт объективного изучения высшей нервной деятельности животных, Полн. собр. соч., т. 3, кн. 1—2, 2 изд., М.—Л., 1951; 19) Сеченов И. М., Рефлексы головного мозга, М., 1952; 20) Анохин П. К., Физиология и кибернетика, в сб.: Философские вопросы кибернетики, М., 1961; 21) Китов А. И. и Криницкий Н. А., Электронные цифровые машины и программирование, М., 1959; 22) Трахтенброт Б. А., Алгоритмы и машинное решение задач, 2 изд., М., 1960.

А. И. Китов.

КИКОИНА — НОСКОВА ЭФФЕКТ (нечетный фотомагнитный или фотоэлектромагнитный эффект) — возникновение электрич. поля в полупроводнике, помещенном в магнитное поле, при освещении его сильно поглощаемым светом. К. — Н. э. был открыт (1934 г.) И. К. Кикоиным и М. М. Носковым в закиси меди, позднее обнаружен в германии, кремнии и других полупроводниках. К. — Н. э. возникает в результате действия магнитного поля на диффузионный ток носителей заряда в полупроводнике — электронов и дырок, направленный от освещенной части образца (где поглощенный квант образует электронно-дырочную пару) к неосвещенной (электроны и дырки при этом отклоняются в разные стороны). Для возникновения К.— Н. э. необходима резкая неоднородность концентрации неосновных (избыточных) носителей, к-рая достигается лишь при освещении светом, сильно поглощаемым данным веществом. Если свет падает в направлении оси x (см. рис.) и магнитное поле H параллельно оси y, то электрич. поле будет направлено вдоль оси z. Если замкнуть электроды A и B на малое внешнее сопротивление, возникнет ток короткого замыкания $i_{кз}$. Расчет показывает, что сила этого тока (отнесенная к единице ширины образца в направлении поля) при слабом поле и небольшой интенсивности света



$$i_{кз} = \frac{NeL}{1+\frac{\tau s}{L}}(\mu_n + \mu_p)H, \qquad (1)$$

где N — число световых квантов, поглощенных единицей поверхности образца в 1 *сек* (N — пропорционально интенсивности освещения), e — заряд электрона, L — диффузионная длина, s — скорость поверхностной рекомбинации, τ — время жизни носителей тока, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно.

При разомкнутой цепи эдс в направлении z

$$E_0 = \frac{i_{кз}}{\sigma d}, \qquad (2)$$

где σ — электропроводность и d — толщина образца. Из (1) и (2) следует, что К. — Н. э. является нечетным по отношению к полю (при изменении направления поля меняется знак эффекта).

При большой интенсивности света, а также в сильных магнитных полях кривая зависимости $i_{кз}$ от поля стремится к насыщению. В сильных полях, кроме того, обнаруживается резко выраженная анизотропия К. — Н. э. (германий).

Лит.: Мосс Т. С., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961.

КИКОИНА ЧЕТНЫЙ ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ — возникновение электрического поля E_q в освещенном полупроводнике, находящемся в магнитном поле H в направлении проекции последнего на плоскость образца. E_q не меняет своего знака при изменении направления H; отсюда назв. четный ф. э.

В изотропном случае $E_q \sim H^2 \sin 2\Theta$, где Θ — угол между направлением магнитного поля и плоскостью образца. В монокристаллах (даже кубических) К. ч. ф. э. обладает резко выраженной анизотропией, и указанное соотношение неприменимо.

Лит. см. при ст. *Кикоина—Носкова эффект.*

КИЛОГРАММ — основная единица массы в метрич. системе мер, равная массе международного прототипа килограмма (решение III Генеральной конференции по мерам и весам, 1901 г., ГОСТ 7664—61). Обозначается *кг* или kg.

Первоначально, в период принятия метрич. системы мер (конец 18 в.), К. был определен как вес кубич. дециметра чистой воды при 4° С в вакууме. В 1799 г. изготовлен прототип К. — платиновая цилиндрич. гиря с высотой, равной диаметру, — переданный на хранение в Национальный архив Франции — т. н. килограмм Архива. Произведенными в 19 в. более точными измерениями было установлено, что масса кубич. дециметра чистой воды при темп-ре ее наибольшей плотности (4° С) прибл. на 0,028 *г* меньше массы К. Архива. В 1872 г. решением Международной комиссии по прототипам метрич. системы К. был определен как масса прототипа К. Архива. Эталоном К. утвержден международный платино-иридиевый прототип К., хранящийся в Международном бюро мер и весов в Севре (решение I Генеральной конференции по мерам и весам, 1889 г.). Первоначально платиновый прототип К. считался эталоном единицы веса; в 1889 г. К. был утвержден в качестве прототипа единицы массы.

Эталон К. в СССР — платино-иридиевая гиря (со знаком № 12), имеющая форму прямого цилиндра высотой 39 *мм* и диаметром 39 *мм*, хранящаяся во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева в Ленинграде. В 1889 г.

масса К. № 12 составляла 1 *кг* + 0,068 *мг*; в 1948 г. — 1 *кг* + 0,085 *мг*.

Лит.: Бурдун Г. Д., Единицы физических величин, М., 1960. *Г. Д. Бурдун.*

КИЛОГРАММ-СИЛА — единица силы в системе МКГСС, соответствующая силе, сообщающей массе, равной массе международного прототипа *килограмма*, ускорение в 9,80665 *м/сек*^{2} (нормальное ускорение силы тяжести, принятое III Генеральной конференцией по мерам и весам, 1901 г.) (ГОСТ 7664—61). Обозначается *кгс*, *кГ*, kgf, kG. 1 К.-с. = 9,80665 *н* = = 9,80665 · 10^5 *дин*. В ряде стран единица силы в системе МКГСС, равная К.-с., наз. килопонд (обозначается kp).

КИЛОГРАММ-СИЛА-МЕТР (килограммометр) — единица измерения работы и энергии в системе МКГСС (ГОСТ 7664—61), численно равная работе, совершаемой постоянной силой в 1 *кгс* при перемещении точки приложения этой силы на расстояние в 1 *м* по ее направлению. Обозначается *кгс·м*, *кГм*, kgf·m, kGm. 1 К.-с.-м. = 9,80665 *дж*.

КИЛОИКС — единица длины, прибл. равная 1 Å. Обозначается *k*X. См. *Икс-единица*.

КИЛОПОНД — употребляемое в ряде стран (ГДР, ФРГ, Австрия, Швеция и др.) название единицы силы в системе МКГСС. Обозначается kp. В СССР соответствующая единица наз. *килограмм-сила*.

КИНЕМАТИКА — раздел механики, в к-ром изучаются геометрич. свойства движения тел без учета их массы и действующих на них сил. Исходными в К. являются понятия пространства и времени. В этой статье излагается К. движений, изучаемых в классич. механике; о К. движений со скоростями, близкими к скорости света, см. *Релятивистская механика* (о движениях микрочастиц см. *Квантовая механика*).

В зависимости от свойств изучаемого объекта К. можно разделить на: 1) К. точки и твердого тела; 2) К. деформируемой частицы и непрерывной деформируемой среды (упруго или пластически деформируемое тело, жидкость, газ).

Основными задачами К. точки и твердого тела являются: а) описание (с помощью математич. ур-ний, графиков или таблиц) движений, совершаемых точками или телами по отношению к данной *системе отсчета*, и определение всех кинематич. характеристик этих движений. б) Изучение сложных (составных) движений точек или тел, т. е. движений, совершаемых по отношению к нескольким взаимно перемещающимся системам отсчета, и определение зависимостей между характеристиками этих движений.

Положение точки или тела по отношению к данной системе отсчета определяется к.-н. независимыми между собой параметрами (координатами) $q_1, q_2, \ldots, q_n$, число n к-рых равно числу степеней свободы точки или тела (для точки $n \leqslant 3$, для твердого тела $n \leqslant 6$). Чтобы знать движение точки или тела по отношению к данной системе отсчета, нужно знать его положение по отношению к этой системе в любой момент времени, т. е. знать координаты q_i как ф-ции времени t. Ур-ния

$$q_1 = f_1(t), \quad q_2 = f_2(t), \quad \ldots, \quad q_n = f_n(t), \qquad (1)$$

определяющие т. н. закон движения точки или тела по отношению к данной системе отсчета, наз. кинематич. ур-ниями движения. Аналогично определяется закон движения любой механич. системы точек или тел (напр., механизма). Ф-ции, входящие в ур-ния (1), должны быть однозначными (т. к. система не может занимать в данный момент времени 2 разных положения в пространстве) и дважды дифференцируемыми (что необходимо для вычисления скоростей и ускорений). Если движение задано в течение к.-н. интервала времени $t_0 \leqslant t \leqslant t_1$, то и ф-ции (1) должны быть определены для этого интервала. В зависимости от того, будут ли ф-ции (1) заданы аналитически, численно (таблицами) или графически, для решения задач К. могут применяться аналитические, численные или графич. методы.

Рассматриваемые обычно в механике кинематич. характеристики движения выражаются через первые и вторые производные от координат q_i по времени (иногда, напр., в кинематике механизмов, используются характеристики, выражаемые и через производные более высокого порядка). Число и вид этих характеристик связаны с особенностями рассматриваемого движения.

Движение свободной точки M (рис. 1) определяется тремя ур-ниями вида (1), где q_1, q_2, q_3 — координаты точки (декартовы, цилиндрические, сферические или другие). Одновременно эти 3 ур-ния являются параметрич. ур-ниями траектории точки. Если траектория точки известна заранее, то закон движения точки вдоль траектории можно еще задать ур-нием $s = f(t)$, где $s = O_1M$ — расстояние точки от выбранного на траектории начала отсчета O_1, измеренное вдоль дуги этой кривой и взятое с соответствующим знаком. Кинематич. характеристики движения точки — ее *скорость* v и *ускорение* w.

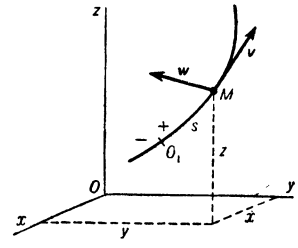


Рис. 1.

Число ур-ний, определяющих закон движения твердого тела и его кинематич. характеристики, зависит от вида движения тела. Простейшими являются *поступательное движение* и *вращательное движение* твердого тела. При поступат. движении все точки тела движутся одинаково и для задания движения тела достаточно задать движение к.-н. одной его точки, наз. полюсом. Следовательно, поступат. движение тела задается так же, как движение точки.

При вращат. движении вокруг неподвижной оси (рис. 2) тело имеет одну степень свободы и его положение определяется углом поворота φ. Закон этого движения дается ур-нием $\varphi = f(t)$. Кинематич. характеристики движения — *угловая скорость* ω и *угловое ускорение* ε тела.

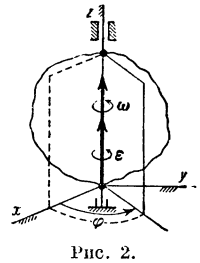


Рис. 2.

Более сложным случаем вращат. движения является движение тела, имеющего одну неподвижную точку (примером такого движения может служить движение *гироскопа*). В этом случае тело имеет 3 степени свободы и его движение описывается тремя ур-ниями вида (1), где q_1, q_2 и q_3 могут быть, напр., углами Эйлера φ, ψ и θ (см. *Эйлера углы*). Движение тела около неподвижной точки складывается из серии элементарных поворотов вокруг мгновенных осей вращения, проходящих через эту точку. Основные кинематич. характеристики движения — вектор мгновенной угловой скорости ω, направленный по мгновенной оси вращения, и вектор мгновенного углового ускорения ε, направленный параллельно касательной к кривой, описываемой концом вектора ω.

В общем случае движения свободное твердое тело имеет 6 степеней свободы и его движение описывается шестью ур-ниями вида (1). Параметрами q_i в этом случае могут служить координаты x_C, y_C, z_C к.-н. точки C тела, выбранной в качестве полюса, и углы

Эйлера φ, ψ, θ, определяющие положение тела по отношению к осям, перемещающимся поступательно вместе с полюсом. В задачах динамики в качестве полюса выбирается центр масс (центр тяжести) тела.

Движение свободного твердого тела слагается из поступат. движения вместе с полюсом C и серии элементарных поворотов вокруг *мгновенных осей вращения*, проходящих через этот полюс. Примерами такого рода движения являются движения в воздухе артиллерийских снарядов, ракет, самолетов, движения небесных тел и др. Кинематич. характеристиками движения служат поступат. скорость и поступат. ускорение, равные скорости и ускорению полюса, а также мгновенная угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ и мгновенное угловое ускорение $\boldsymbol{\varepsilon}$ движения тела вокруг полюса. Важно отметить, что от выбора полюса величины $\boldsymbol{\omega}$ и $\boldsymbol{\varepsilon}$ не зависят и вычисляются так же, как при движении тела около неподвижной точки. Скорость v и ускорение w любой точки M тела в этом движении складываются геометрически из скорости (или ускорения) полюса C и скорости (ускорения), получаемой точкой M при вращении тела вокруг полюса. Кроме того, при любом движении твердого тела проекции скоростей v_A и v_B к.-н. двух его точек A и B на прямую AB равны друг другу. Частным случаем рассмотренного движения является *плоско-параллельное движение* твердого тела, при к-ром все точки тела движутся параллельно нек-рой неподвижной плоскости.

Сложным, или составным, движением точки (или тела) наз. движение, рассматриваемое одновременно по отношению к двум (и более) системам отсчета, из к-рых одна условно считается неподвижной, а другая определенным образом движется по отношению к первой. Движение, совершаемое при этом точкой или телом по отношению к подвижной системе отсчета, наз. относительным; движение самой подвижной системы отсчета и всех неизменно связанных с ней точек по отношению к системе, принимаемой за неподвижную, является для движущейся точки (тела) переносным; наконец, движение точки (тела) по отношению к системе отсчета, принимаемой за неподвижную, наз. абсолютным, или сложным.

Абсолютная скорость v_a точки, совершающей сложное движение, равна геометрич. сумме относительной и переносной скоростей:

$$v_a = v_{отн} + v_{пер}. \qquad (2)$$

а абс. ускорение w_a равно геометрич. сумме трех ускорений: относительного, переносного и поворотного, или Кориолиса (см. *Кориолиса ускорение*):

$$w_a = w_{отн} + w_{пер} + w_{кор}. \qquad (3)$$

При сложном движении твердого тела, когда его составные движения являются поступательными, абс. движение тела также будет поступательным со скоростью, определяемой равенством (2). Если составные движения тела — вращательные вокруг двух пересекающихся или параллельных мгновенных осей вращения, причем $\boldsymbol{\omega}_{отн} \neq -\boldsymbol{\omega}_{пер}$, то результирующее движение будет также вращательным с угловой скоростью

$$\boldsymbol{\omega}_a = \boldsymbol{\omega}_{отн} + \boldsymbol{\omega}_{пер}.$$

В случае, когда $\boldsymbol{\omega}_{отн} = -\boldsymbol{\omega}_{пер}$, т. е. когда составными движениями тел являются мгновенные вращения вокруг двух параллельных осей с угловыми скоростями, равными по модулю и противоположными по направлению (пара вращений), результирующим движением будет мгновенное поступат. движение со скоростью $v_{пост} = \omega h$ (рис. 3), направленной так же, как направляется вектор момента пары сил. Если составными движениями тела являются вращение вокруг нек-рой оси и поступат. движение по направлению, параллельному этой оси, то результирующим движением тела является *винтовое движение*. В самом общем случае, когда тело одновременно участвует в ряде мгновенных винтовых и поступательных движений, его результирующее движение есть мгновенное винтовое.

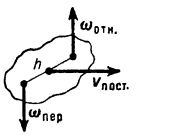


Рис. 3.

В задачи К. деформируемой среды входит рассмотрение общей теории деформаций и определение т. н. ур-ний неразрывности, отражающих условие непрерывности среды, а также установление методов задания движения непрерывной среды и определение кинематич. характеристик этого движения (подробнее см. *Упругости теория* и *Гидромеханика*).

Устанавливаемые в К. понятия и зависимости используются как вспомогательные при решении задач *динамики*. Кроме того, методы К. имеют самостоятельное значение при расчетах передач движений в различных механизмах, машинах и др.

Лит.: 1) Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.—Л., 1952; 2) Суслов Г. К., Теоретическая механика, 3 изд., М.—Л., 1946; 3) Николаи Е. Л., Теоретическая механика, ч. 1, Статика. Кинематика, 18 изд., М., 1957; 4) Лойцянский Л. Г. и Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 1, Статика и кинематика, 7 изд., М., 1957.

С. М. Targ.

КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ВЯЗКОСТЬ (кинематический коэффициент вязкости) — отношение *вязкости* вещества (динамич. коэффициента вязкости) к его плотности.

КИНЕСКОП — приемная телевизионная электронолучевая трубка, преобразующая телевизионные сигналы в световое изображение. Состоит из *электронного прожектора*, отклоняющих пластин (чаще всего наружной электромагнитной системы) и люминесцирующего экрана, светящегося под действием сфокусированного электронного пучка. Пучок отклоняется с различной скоростью в двух взаимно перпендикулярных направлениях по закону телевизионной *развертки*, синхронно и синфазно с отклонением пучка в передающей телевизионной трубке, образуя состоящий из множества строк телевизионный растр. Во время развертки интенсивность пучка изменяется в соответствии с приходящим сигналом. Т. к. яркость свечения экрана пропорциональна интенсивности пучка, то такая модуляция пучка во время отклонения приводит к тому, что на экране точка за точкой воспроизводится световое изображение передаваемого объекта. Применяемая частота повторения отдельных кадров благодаря инерционности зрения обеспечивает слитность изображения.

В К. для цветного телевидения экран образуется тремя люминофорами, светящимися при возбуждении пучком синим, красным и зеленым цветами. Из множества предложенных конструкций цветного К. наиболее удачны такие, в к-рых отдельные люминофоры располагаются на экране в виде чередующихся узких полос или (чаще) групп точек, размещаемых в вершинах треугольников. Каждая такая группа по размерам соответствует одному элементу изображения. Впечатление цветности соответствующего участка изображения создается за счет пространственного совмещения цветов при поочередном возбуждении отдельных люминофоров каждой элементарной группы пучком, к-рый модулирован сигналом, соответствующим содержанию синего, красного и зеленого в передаваемом элементе изображения. Направление пучка на соответствующий цветной люминофор в процессе развертки пучка осуществляется либо за счет допол-

нит. смещения пучка вблизи экрана (с помощью расположенных перед экраном прутков с переменным потенциалом), либо (в трубках с точечным размещением люминофоров) за счет наклонного пропускания пучка через отверстия в расположенной вблизи экрана маске. Отверстия в маске находятся против центра каждой группы из трех цветных люминофоров.

В нек-рых трубках имеется 3 электронных прожектора, смещенных относительно оси трубки и посылающих наклоненные к оси пучки. Прожекторы расположены так, что после прохождения через любое отверстие в маске пучок от каждого прожектора попадает лишь на люминофор одного и того же цвета. Сигналы поочередно переключаются на управляющие электроды трех прожекторов. В др. трубках применяется один электронный прожектор; его пучок подвергается дополнит. отклонению, благодаря чему пучок подходит к отверстию в маске наклонно, со стороны, обеспечивающей попадание пучка в каждый данный момент на соответствующий сигналу люминофор.

Лит.: 1) Муляров М. Я., Электронолучевые приборы, М.—Л., 1954; 2) Халфин А. М., Основы телевизионной техники, М., 1955, гл. 13, § 8; 3) Шмаков П. В., Основы цветного и объемного телевидения, М., 1954. *В. Л. Герус.*

КИНЕТИКА (в механике) — основная часть механики, охватывающая *динамику* и *статику*.

КИНЕТИКА АДСОРБЦИИ — учение о скорости адсорбционных процессов и ее зависимости от различных факторов. Скорость адсорбции на плоской и энергетически однородной поверхности можно рассматривать как результат действия двух противоположно направленных процессов: прямого — конденсации молекул на поверхности, и обратного — испарения молекул с поверхности. Если допустить, что конденсация происходит только на свободной поверхности, не занятой адсорбированными молекулами (мономолекулярная адсорбция), и что скорость испарения пропорциональна поверхности, занятой адсорбированными молекулами, то величина адсорбции a к моменту времени t после внесения адсорбента в атмосферу газа равна

$$a = a_0 (1 - e^{-kt}), \qquad (1)$$

а скорость адсорбции

$$\frac{da}{dt} = ka_0 e^{-kt}, \qquad (2)$$

где a_0 — равновесная величина адсорбции (при $t \to \infty$), k — постоянная, зависящая от природы адсорбируемого вещества и поверхности, темп-ры и давления газа.

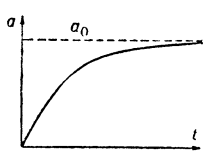


Рис. 1. Кинетическая кривая.

Кривая, выражаемая уравнением (1), — частный случай т. н. кинетич. кривой $a = f(t)$ (рис. 1). Хотя по ур-нию (1) $a = a_0$ только при $t = \infty$, но состояние, практически неотличимое от равновесного, устанавливается при обычных давлениях за время порядка 10^{-5}—10^{-10} *сек*, т. е. практически мгновенно. При очень низких давлениях это время может возрасти во много раз (до десятков часов), т. к. вследствие малости давления мало число ударов молекул о поверхность и, следовательно, мало k.

Скорость адсорбции на пористых адсорбентах зависит также от скорости диффузии молекул в глубь зерен. Диффузия в порах является существенно более медленной стадией процесса по сравнению с актом собственно адсорбции. Перенос вещества в зерне происходит в газовой фазе — в объеме пор (нормальная и кнудсеновская диффузия) и по поверхности (поверхностная диффузия). Эффективный коэффициент внутр. диффузии D, определяемый из решения дифференциального ур-ния диффузии, включает различные виды переноса.

Величина D зависит от характера пористости сорбента и от природы адсорбируемого вещества и колеблется в весьма широких пределах: от 10^{-3} *см*^{2}/*сек* (сорбция газов на широкопористых углях) до 10^{-8} *см*^{2}/*сек* (сорбция газов на цеолитах).

Поглощение газов и паров осуществляется в большинстве случаев из потока газоносителя. В этих условиях для К. а. имеет значение также скорость внешнего массообмена, т. е. скорость транспорта молекул из потока газа к поверхности зерен, к-рая, в свою очередь, зависит от гидродинамич. особенностей потока и от физич. параметров газа. Скорость этой стадии процесса вычисляется по ур-ниям теории подобия.

К. а. смесей — более сложный случай, т. к. процесс поглощения сопровождается процессами взаимного вытеснения и перераспределения компонентов в адсорбционной фазе. Менее адсорбирующийся компонент вытесняется более адсорбирующимся, вследствие чего кинетич. кривая для менее адсорбирующегося компонента проходит через максимум (рис. 2). Количественная сторона теории К. а. смесей веществ разработана еще недостаточно.

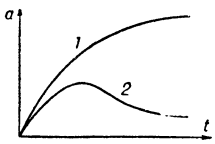


Рис. 2. Кинетические кривые при адсорбции смеси веществ: *1*—лучше, *2* — хуже адсорбирующееся вещество.

Адсорбция растворенных веществ характеризуется более медленным течением процесса, что связано с меньшей скоростью диффузии в поверхностный слой и в глубь зерен адсорбента.

Лит.: 1) Брунауэр С., Адсорбция газов и паров, пер. с англ., М., 1948, гл. XIII; 2) Carman P. C., Flow of gases through porous media, L., 1956; 3) Дубинин М., Чмутов К., Физико-химические основы противогазового дела, М., 1939; 4) Тимофеев Д. П., «Усп. химии», 1960, 29, вып. 3, с. 404. *Д. П. Тимофеев.*

КИНЕТИКА БИОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ (кинетика физико-химических процессов в организме). Соотношение скоростей реакций обмена веществ является одним из основных факторов, определяющих направление и ход процессов жизнедеятельности. Благодаря разнообразию и огромному количеству реакций обмена веществ и их тесному переплетению и сопряжению (напр., известно сопряжение процессов метаболизма углеводов, жиров и белков; дыхания и фосфорилирования и др.) в организме создается единая сложная сетка химич. реакций, в к-рой линейные цепи реакций, узлы разветвлений и замкнутые циклы реакций (напр., цикл трикарбоновых кислот) тесно сплетены между собой. Все эти реакции происходят в организме при постоянном материальном обмене с окружающей средой, из к-рой организм черпает источники питания и в к-рую передает продукты метаболизма. Материальный обмен со средой лежит в основе биологич. процессов, и все живые организмы принадлежат к т. н. открытым системам.

К. б. п. зависит гл. обр. от наличия специфич. биокатализаторов — ферментов, пространственных условий протекания биохимич. реакций, определяемых разнообразными биологич. структурами, а также от специфич. особенностей молекул биополимеров — *белков*, *нуклеиновых кислот* и др. — основных субстратов жизненных процессов. К. б. п. — это кинетика сложной сетки катализируемых сопряженных химич. реакций в гетерогенной биополимерной открытой системе; в биологич. отношении вся эта система реакций направлена на самосохранение и воспроизведение организма при данных условиях внешней среды. Отсюда вытекают и специфич. особенности, отличающие К. б. п. от обычной кинетики сравнительно простых химич. реакций.

Если для кинетики химич. реакций характерно систематич. повышение скорости при повышении

темп-ры, то для К. б. п. характерно наличие темп-рного оптимума, обусловленного гл. обр. тем, что при достижении определенной темп-ры начинается денатурация белков, ферментов, нуклеиновых кислот и нарушение целостности биологич. структур. Расчеты энергии активации E по ур-ниям Аррениуса или Эйринга (см. *Кинетика химическая*) для биологич. процессов (напр., для биения сердца черепахи $E = 16$ *ккал/моль*, для деления клеток $E = 14{,}1$ *ккал/моль* и др.) имеют совершенно условное эмпирич. значение. Если в простой линейной цепи последовательных реакций $A \to B \to C \to D$ может быть установлена наиболее медленная стадия, лимитирующая общую скорость химич. превращения, то в сетке реакций существует возможность альтернативных, обходных путей, к-рые широко представлены, в частности, и в процессах обмена веществ в живом организме. В такой сетке реакций любое изменение условий приводит не к локальному изменению к.-л. одной стадии химич. превращений, а к перераспределению всех кинетич. параметров открытой системы, т. е. понятие лимитирующей реакции в этом случае ограничивается.

Благодаря условиям открытой системы для каждого из веществ скорость изменения концентрации равна сумме скоростей элементарных процессов переноса через границы системы и внутреннего химич. превращения вещества. При этом процессы переноса (диффузия, проницаемость) оказывают не меньшее влияние, чем скорости химич. реакций. Это имеет очень большое значение для К. б. п. при наличии в живом организме огромного развития внутренних биологич. структур (мембран и пр.). Для сложных систем реакций в живом организме ур-ния необычайно усложняются. Понятие порядка реакции для К. б. п. в указанных условиях также теряет свой точный смысл.

Наконец, следует указать, что цепи биохимич. превращений веществ в организме принципиально отличаются от обычных *цепных реакций*. В частности, разветвление цепей биохимич. реакций заключается не в размножении или увеличении числа одинаковых циклов, а в возникновении различных направлений реакций; цепи биохимич. реакций образованы из различных стабильных молекул, сменяющих друг друга в определенной последовательности превращений. Цепные реакции в том смысле, в каком они известны в химич. кинетике, не имеют существенного значения в нормальной жизнедеятельности организма. Указанная выше сложная сетка сопряженных процессов обмена веществ состоит из реакций, строго координированных в пространстве и во времени, и является специфичной для каждого вида организмов. Отбор определенных типов сеток реакций из бесчисленного количества их возможных сочетаний определяется естественным отбором организмов в их борьбе за существование и, т. о., отражает влияние биологич. закономерностей.

Лит.: Брей Дж. и Уайт К., Кинетика и термодинамика биохимических процессов, пер. с англ., М., 1959, гл. V—IX. *А. Г. Пасынский.*

КИНЕТИКА ФИЗИЧЕСКАЯ — раздел теоретич. физики, изучающий законы протекания макроскопич. процессов, к-рые возникают при отклонении системы от состояния термодинамич. равновесия. В подавляющем большинстве случаев отклонения макроскопич. систем от равновесия малы.

К. ф. разделяется на феноменологическую кинетику, в к-рой рассматриваются законы изменения макроскопич. параметров, характеризующих состояние неравновесных систем, и статистическую кинетику, целью к-рой является определение т. н. *кинетических коэффициентов* (напр., коэфф. вязкости, теплопроводности, диффузии и т. д.), входящих в эти ур-ния. В большинстве случаев удается определить лишь порядок величины этих коэфф., их свойства симметрии, соотношения между разными коэфф., их зависимость от темп-ры, магнитного поля, если оно имеется, и т. д. (при этом время релаксации соответствующего процесса очень велико по сравнению с характерным временем взаимодействия частиц, составляющих рассматриваемую систему). К числу подобных процессов относятся процессы теплопроводности, диффузии, внутр. трения, различные термоэлектрич. явления и т. п. Поскольку при равновесии системы темп-ра T и химич. потенциалы ζ составляющих ее частиц различных сортов должны быть одинаковы во всех точках, то малое отклонение от равновесия можно характеризовать градиентом темп-ры ∇T и градиентом химич. потенциала $\nabla\zeta$. При наличии этих градиентов возникают поток частиц (если они заряжены, то и электрич. ток) и поток энергии. Если $\nabla\zeta$ возникает вследствие наличия градиента концентрации частиц ∇n, напр., если речь идет о частицах примеси, распределенной в теле неравномерно, то частицы перемещаются в направлении выравнивания концентрации, а вместе с ней и химич. потенциала. Это перемещение наз. диффузией.

При наличии в теле ∇T возникает поток энергии, стремящийся выравнять темп-ру. Это явление наз. теплопроводностью.

В изотропных телах при малых ∇n и ∇T с учетом, соответственно, сохранения числа частиц и энергии можно получить для процессов диффузии и теплопроводности ур-ния

$$\frac{dn}{dt} = D\nabla^2 n, \qquad \frac{dT}{dt} = \frac{\varkappa}{C}\nabla^2 T, \tag{1}$$

где D — коэфф. диффузии, $\varkappa$ — коэфф. теплопроводности, C — теплоемкость единицы объема. Ур-ния (1) могут быть решены, если заданы соответственно начальные и граничные условия. Если в теле имеются заряженные частицы, то при наличии электрич. поля их химич. потенциал (наз. в этом случае электрохимич. потенциалом) $\zeta = \zeta_0 + e\varphi$, где ζ_0 — химич. потенциал в отсутствие поля, φ — потенциал электрич. поля, e — заряд частиц. В этом случае плотность электрич. тока $\boldsymbol{I} \sim \nabla\zeta$, что при $\zeta_0 = \text{const}$ приводит к Ома закону

$$\boldsymbol{I} = \sigma\boldsymbol{E}, \tag{2}$$

где $\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi$ — напряженность поля; σ — удельная электропроводность. Т. к. $\boldsymbol{I} = ne\boldsymbol{v}$, где $\boldsymbol{v}$ — средняя скорость частиц в направлении поля, наз. часто скоростью дрейфа, то, учитывая (2), можно получить

$$\boldsymbol{v} = \frac{\sigma}{ne}\boldsymbol{E} = u\boldsymbol{E}, \tag{3}$$

где u — подвижность частиц. Если в теле имеются заряженные частицы нескольких различных сортов, то $\sigma = \sum_i n_i e_i u_i$, где n_i, e_i, u_i — концентрации, заряды и подвижности частиц i-того сорта. В растворах электролитов и в ионных диэлектриках электрич. ток создается движущимися в противоположные стороны положительными и отрицательными ионами, а в полупроводниках при высоких темп-рах — электронами и ионами. Сравнивая ур-ния диффузии (1) с (2) и принимая во внимание, что оба процесса связаны с $\nabla\zeta$, можно прийти к соотношению Эйнштейна между D и u: $D = kTu/e$, где k — постоянная Больцмана. Это соотношение справедливо, если диффундирующие частицы не взаимодействуют друг с другом, не изменяются в процессе диффузии и нет вырождения.

Кроме процессов диффузии и теплопроводности, существуют еще т. н. перекрестные процессы. ∇T создает не только поток энергии, но и поток частиц

$\gamma_1\nabla T$ (термодиффузия), а ∇n создает поток энергии $\gamma_2\nabla n$ (диффузионная теплопроводность). Аналогично при наличии заряженных частиц ∇T может создавать в теле электрич. ток $\alpha\nabla T$, текущий до тех пор, пока он не будет уравновешен электрич. полем обратного знака, создаваемым скоплением зарядов на поверхности тела. γ_1, γ_2, α наз. перекрестными коэффициентами. В общем случае $\boldsymbol{I} = \sigma\boldsymbol{E} + \alpha\nabla T$; при $I = 0$ $\boldsymbol{E} = \frac{\alpha}{\sigma}\nabla T$ (это поле наз. термоэлектрическим). Если замкнутая электрич. цепь составлена из двух спаянных проводников и оба их спая имеют разные темп-ры, то оба возникающие в них и направленные навстречу друг другу поля, вообще говоря, различны. Поэтому в замкнутой цепи возникает результирующая эдс. Такое устройство наз. термоэлементом. Если ток протекает по проводнику в направлении, в к-ром имеется градиент темп-ры, то в проводнике происходит выделение тепла, к-рое, будучи рассчитано на единицу объема, равно $q = \rho I\nabla T$, где ρ — наз. коэффициентом Томсона. Наконец, в спаях термоэлемента при прохождении тока выделяется тепло $q = \Pi I$ (т. н. *Пельтье явление*, где Π — коэффициент Пельтье).

В анизотропном теле кинетич. коэффициенты представляют собой тензоры. Напр., плотность электрич. тока в анизотропном проводнике связана с напряженностью электрич. поля соотношениями: $I_x = \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y + \sigma_{xz}E_z$; $I_y = \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y + \sigma_{yz}E_z$; $I_z = \sigma_{zx}E_x + \sigma_{zy}E_y + \sigma_{zz}E_z$; или, короче, $I_\alpha = \sum_\beta \sigma_{\alpha\beta}E_\beta$. Совокупность величин $\sigma_{\alpha\beta}$ наз. тензором электропроводности. Этот тензор симметричен в отсутствие магнитного поля, т. е. $\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\beta\alpha}$. Как известно, поворачивая оси координат, можно найти такую систему координат, в к-рой тензор приводится к диагональному виду; т. е. $\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\alpha}\delta_{\alpha\beta}$ и, следовательно, $I_\alpha = \sigma_{\alpha\alpha}E_\alpha$, где $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, равный 1 при $\alpha = \beta$ и 0 при $\alpha \neq \beta$. Величины $\sigma_{\alpha\alpha}$ в новых осях координат (т. н. главных осях тензора) σ_{xx}, σ_{yy}, σ_{zz} наз. главными значениями тензора электропроводности. Симметрией и вытекающими отсюда свойствами обладают и коэфф. диффузии и теплопроводности, но, вообще говоря, не обладают перекрестные коэффициенты (напр., γ_1, γ_2, α). При произвольном направлении магнитного поля по отношению к электрическому плотность тока состоит из трех слагаемых:

$$\boldsymbol{I} = \sigma\boldsymbol{E} + \sigma'[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}] + \sigma''\boldsymbol{H}(\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}). \qquad (4)$$

Первое слагаемое представляет обычный ток проводимости, второе — ток Холла, а третье иногда наз. фокусировочным током.

Важное значение для К. ф. имеет принцип симметрии кинетич. коэффициентов, установленный Онсагером, к-рый дал его классич. вывод, а Каллен и Велтон — квантовомеханич. обобщение. Если состояние макроскопич. системы характеризуется параметрами a_i, от к-рых зависит энтропия S системы, то в состоянии статистич. равновесия, когда S экстремальна, ее производные $\frac{\partial S}{\partial a_i} = 0$. Равновесное состояние не меняется со временем, так что $\frac{da_i}{dt} = 0$. При малом отклонении от равновесия и производные $\frac{\partial S}{\partial a_i}$ и производные $\frac{da_i}{dt}$ малы, но отличны от нуля, и между ними существуют приближенные линейные соотношения

$$\frac{da_i}{dt} = \sum_k \gamma_{ik}\frac{\partial S}{\partial a_k}, \qquad (5)$$

где γ_{ik} — к.-л. кинетич. коэффициенты. Тогда из свойства обратимости системы во времени следует принцип симметрии $\gamma_{ik} = \gamma_{ki}$. Если система находится во внешнем магнитном поле, то при обращении во времени следует изменить направление магнитного поля на обратное, и поэтому в этом случае $\gamma_{ik}(\boldsymbol{H}) = \gamma_{ki}(-\boldsymbol{H})$. Если написать выражение для потоков частиц и энергии в форме $\boldsymbol{j} = a\nabla\zeta + b\nabla T$, $\boldsymbol{w} = \zeta\boldsymbol{j} + c\nabla\zeta + d\nabla T$, то из принципа симметрии следует, что $c = bT$. Из этой ф-лы вытекают 2 соотношения, связывающие коэфф. Пельтье соответственно с коэфф. Томсона и термоэдс (т. н. соотношения Томсона).

Статистич. кинетика исследует ф-цию распределения системы, находящуюся в неравновесном состоянии. Тепловое движение системы характеризуется различного рода возбуждениями. В газах это — поступательное движение составляющих его частиц с импульсом $\boldsymbol{p}$ и энергией $\varepsilon(p) = p^2/2m$ и внутр. возбуждения составляющих его атомов или молекул. В ионизованном газе (плазме), в к-ром существенны кулоновские взаимодействия между частицами, возникают плазменные колебания, относящиеся к т. н. коллективным возбуждениям. В кристаллах, содержащих свободные электроны, тепловое движение характеризуется прежде всего распределением этих электронов, а в полупроводниках — также и дырок (т. е. свободных от электронов состояний). Имеются также колебания кристаллич. решетки, к-рым квантовая теория сопоставляет особые *квазичастицы* — фононы. При значительной концентрации электронов могут возбуждаться колебания электронной плазмы. В ферромагнетиках существует еще один вид коллективных возбуждений: спиновые волны (соответствующие им квазичастицы — *ферромагноны*).

Неравновесное состояние системы в момент времени t характеризуется ф-цией распределения возбуждений по координатам и импульсам $n(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$, к-рая в равновесном состоянии принимает значения $n_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p})$, соответствующие статистике Ферми — Дирака или Бозе — Эйнштейна в зависимости от характера возбуждений. Ф-ция $n(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ представляет, напр., число электронов с импульсом $\boldsymbol{p}$ на единицу объема в момент времени t или аналогично число фононов и т. д. Величина $n(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t) - n_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}) = n_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ характеризует отклонение системы от равновесия. При наличии электрич. поля $\boldsymbol{E}$, градиента темп-ры или концентрации внешние воздействия стремятся увеличить отклонение системы от равновесия. Напр., электрич. поле сообщает свободным электронам тела направленное движение.

Взаимодействуя с другими возбуждениями, напр. с колебаниями решетки, спиновыми волнами и т. д., или сталкиваясь с неизбежно имеющимися во всяком кристалле дефектами кристаллич. решетки, напр. созданными тепловым движением или примесями, электроны рассеиваются, отдавая полученные от поля импульсы, и их ф-ции распределения приближаются к равновесному значению $n_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p})$. Во многих случаях длительность этого последнего процесса можно характеризовать определенным временем, наз. временем релаксации, не зависящим от характера отклонения от равновесия. Пусть $n(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ — число возбуждений к.-л. рода с импульсом (*квазиимпульсом*) $\boldsymbol{p}$ в момент t в единице объема тела, находящегося в неравновесном состоянии и электрич. поле. Изменение ф-ции распределения со временем подчиняется кинетич. ур-нию

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial n}{\partial \boldsymbol{r}} + \boldsymbol{F}\frac{\partial n}{\partial p} + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = 0, \qquad (6)$$

где $\frac{\partial n}{\partial \boldsymbol{r}}$ — вектор с составляющими $\frac{\partial n}{\partial x}$, $\frac{\partial n}{\partial y}$, $\frac{\partial n}{\partial z}$, $\boldsymbol{F}$ — внешняя сила, действующая на возбуждение, напр., для электрич. поля $e\boldsymbol{E}$; $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{ст}}$ — изменение числа

возбуждений в единицу времени вследствие процессов рассеяния (столкновений). В стационарном состоянии $\frac{dn}{dt} = 0$, т. е. изменения этой ф-ции со временем под влиянием внешних воздействий вследствие столкновений должны компенсироваться. При малом отклонении от равновесия в первых двух членах (6) $n(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ можно заменить $n_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p})$. Столкновения изменяют распределение лишь в той мере, в какой оно отклоняется от равновесного, и потому $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{ст}}$ должно при малых отклонениях от равновесия линейно зависеть от $n_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$. В простейшем случае

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{\text{ст}} = -n_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)/\tau(\boldsymbol{p}), \qquad (7)$$

где $\tau(\boldsymbol{p})$ — время релаксации возбуждений с импульсом $\boldsymbol{p}$. Знак минус связан с тем, что столкновения уменьшают n_1. Т. к. равновесная ф-ция распределения зависит от аргумента $(\zeta_0 - \varepsilon)/kT$, кинетич. ур-ние в этом приближении принимает вид

$$n_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}) = -v_p \tau_p \frac{dn_0}{dx}\left\{\frac{d}{dx}\left[\frac{\zeta - \varepsilon(p)}{kT}\right] + \frac{eE}{kT}\right\}. \qquad (8)$$

Первое слагаемое в фигурной скобке отлично от нуля лишь если ζ или T зависит от координат; оно описывает теплопроводность, диффузию, термодиффузию и термоэлектрич. ток. Второе слагаемое описывает электропроводность. Плотность электрич. тока $\boldsymbol{I} = e\int \boldsymbol{v} n_1(\boldsymbol{p})\, d\boldsymbol{p}$, где $d\boldsymbol{p} = dp_x dp_y dp_z/(2\pi\hbar)^3$ — число состояний в интервале импульсов $d\boldsymbol{p}$. В изотропном теле электропроводность оказывается равной $\sigma = ne^2(\tau\bar{v}^2)/3kT$, где черта над последним множителем обозначает среднее по равновесному распределению. Если для получения грубой оценки пренебречь зависимостью τ от импульса, то придем к соотношению $\sigma \approx ne^2\tau/m$. Сравнивая с (3), получим для $u \approx e\tau/m$ и для коэфф. диффузии $D \approx \tau v^2 \approx lv$, где v — средняя тепловая скорость, а $l = \tau v$ — т. н. длина свободного пробега. Последние ф-лы совпадают по виду с элементарными оценками, получаемыми из кинетич. теории газов при помощи понятия длины свободного пробега.

Приближение, в к-ром используется соотношение (7), не всегда достаточно точно. В общем случае кинетич. ур-ние представляет собой нелинейное интегро-дифференциальное ур-ние для ф-ции распределения или даже систему таких ур-ний для разных возбуждений. Выражение $(dn/dt)_{\text{ст}}$ дается т. н. интегралом столкновений. Напр., для рассеяния электронов на дефектах решетки

$$\left(\frac{dn(\boldsymbol{p})}{dt}\right)_{\text{ст}} = \int W(pp')\,[n(\boldsymbol{p}) - n(\boldsymbol{p}')]\, d\boldsymbol{p}', \qquad (9)$$

где $W(pp') = W(p'p)$ — вероятность перехода электрона вследствие столкновений из состояния $\boldsymbol{p}$ в состояние $\boldsymbol{p}'$ или обратно; она определяется при помощи квантовой механики. Решение кинетич. ур-ния показало, что выше *Дебаевской температуры* подвижность электронов в металлах $\sim T^{-1}$, в полупроводниках $\sim T^{-3/2}$, а в сильно ионизованном газе $\sim T^{3/2}$. При низких темп-рах подвижность электронов в чистых металлах $\sim T^{-5}$, а при наличии большого числа примесей она не зависит от темп-ры. Теплопроводность диэлектриков и полупроводников определяется фононами и при комнатных темп-рах $\sim T^{-1}$, а теплопроводность металлов определяется электронами и не зависит от темп-ры. Не останавливаясь на многочисленных др. выводах, полученных из решений различных кинетич. ур-ний, упомянем лишь, что в сильном магнитном поле кинетич. коэфф. обнаруживают периодич. зависимость от H^{-1}. В случае электропроводности этот эффект наз. *Шубникова — де-Гааза эффектом*.

Кроме подробно рассмотренных переносов частиц и энергии, К. ф. изучает перенос количества движения и связанные с ним кинетич. коэфф., определяющие вязкость систем — газов и твердых тел.

Лит.: 1) Гуревич Л. Э., Основы физической кинетики, М.—Л., 1940; 2) Ландау Л., Лифшиц Е., Статистическая физика (Классическая и квантовая), М.—Л., 1951 (Теоретическая физика, т. 4), гл. 12; 3) их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1959 (Теоретическая физика); 4) Бете Г., Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.—М., 1938; 5) Пайерлс Р. Е., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956.

Л. Э. Гуревич.

КИНЕТИКА ХИМИЧЕСКАЯ — учение о скоростях химич. реакций; раздел физич. химии.

Основные понятия. Химич. реакция может протекать гомогенно, т. е. в объеме фазы, и гетерогенно, т. е. на границе раздела фаз. Скоростью реакции наз. число актов реакции, происходящих за единицу времени в единице объема фазы — в случае гомогенной реакции, или на единичной поверхности раздела — в случае гетерогенной реакции. Скорости реакций выражают также различными величинами, пропорциональными отвечающим приведенному определению (к-рое используется в последующем изложении всюду, где идет речь об абс. величине скорости). Под кинетикой реакции понимают зависимость скорости данной реакции от концентраций веществ, темп-ры и др. параметров.

Наблюдаемая скорость обратимой реакции $\omega = \vec{\omega} - \overleftarrow{\omega}$ ($\vec{\omega}$ и $\overleftarrow{\omega}$ — скорости реакции в прямом и обратном направлении). При достижении химич. равновесия $\omega = 0$, т. е. $\vec{\omega} = \overleftarrow{\omega}$. Величина ω для системы в состоянии равновесия может быть определена экспериментально методом «меченых атомов», т. е. по скорости *изотопного обмена*.

Во мн. случаях стехиометрич. ур-ния отвечают сложным реакциям, являющимся суммарным результатом одновременного протекания неск. простых реакций, наз. в этом случае стадиями. Продукты стадий, быстро потребляемые в др. стадиях и потому присутствующие в реагирующей системе лишь в незначит. концентрациях, наз. промежуточными веществами. Стадиями в более широком смысле могут быть не только химич. реакции, но также процессы диффузии, передачи энергии при столкновении молекул и др. Задача выяснения механизма реакции в смысле К. х. заключается обычно в установлении природы промежуточных продуктов и стадий реакции.

Иногда в ходе реакции по отношению ко всем стадиям, кроме одной, наз. лимитирующей, или определяющей скорость стадией, практически осуществляется статистич. равновесие. В таких случаях лишь природа лимитирующей стадии, но не др. стадий, имеет значение для кинетики реакции, т. к. положение равновесия не зависит от механизма его установления.

Широко распространены явления *катализа*. Катализатором наз. вещество, резко увеличивающее скорость реакции или вызывающее реакцию, к-рая термодинамически возможна, но в отсутствие катализатора не происходит. При этом катализатор, вступая в промежуточное химич. взаимодействие с участниками реакции, освобождается вновь в последующих стадиях и поэтому не расходуется в ходе реакции или расходуется в количествах, малых по сравнению с количеством продуктов реакции. В химич. технологии наибольшее применение находит гетерогенный катализ — каталитич. действие поверхностей твердых тел. Большое биологич. значение имеют катализаторы живой клетки — ферменты (энзимы), являющиеся веществами белковой природы.

Общие законы кинетики гомогенных реакций. В идеальных газовых смесях и в идеальных жидких растворах скорости простых (одностадийных) реакций подчиняются *действующих масс закону* (К. М. Гульдберг и П. Вааге, 1867 г.); назв. закона происходит от термина Гульдберга и Вааге «действующая масса», обозначавшего концентрацию. Скорость реакции

$$lL + mM + \ldots = qQ + rR + \ldots \quad (1)$$

(l молекул вещества L реагируют с m молекулами вещества M и т. д.) дается ур-нием

$$\vec{\omega} = \vec{k} C_L^l C_M^m \ldots, \quad (2)$$

где C_L, $C_M \ldots$ — концентрации веществ L, $M \ldots$, т. е. число молекул в единице объема (или пропорциональная величина), $\vec{k}$ — константа скорости реакции. Подобно этому $\overleftarrow{\omega} = \overleftarrow{k} C_Q^q C_R^r \ldots$. При равновесии $\vec{\omega} = \overleftarrow{\omega}$, следовательно,

$$C_Q^q C_R^r \ldots / C_L^l C_M^m \ldots = \vec{k} : \overleftarrow{k} = K. \quad (3)$$

Это ур-ние выражает закон действующих масс для химич. равновесия в идеальных системах; K — константа равновесия.

Закон действующих масс для скоростей реакций можно пояснить след. образом. Чтобы произошел акт реакции, необходимо столкновение молекул исходных веществ, т. е. молекулы в результате беспорядочного теплового движения должны сблизиться друг с другом на расстояние порядка атомных размеров. Вероятность найти в нек-ром малом объеме в данный момент l молекул вещества L, m молекул вещества M и т. д. пропорциональна $C_L^l C_M^m \ldots$; отсюда число столкновений в единице объема за единицу времени пропорционально этой величине, что приводит к ур-нию (2).

Число молекул, участвующих в элементарном акте реакции, указывают с помощью терминов мономолекулярная, бимолекулярная и т. д. реакция. Оно не превышает 3, т. к. столкновение большего числа молекул мало вероятно. Приведенная интерпретация ур-ния (2), очевидно, не применима к мономолекулярным реакциям. Их механизм будет рассмотрен ниже. Чтобы получить зависимость концентрации веществ от времени t при протекании реакции в замкнутом объеме, надо воспользоваться одним из равенств

$$\omega = -\frac{1}{l}\frac{dC_L}{dt} = -\frac{1}{m}\frac{dC_M}{dt} = \ldots = \frac{1}{q}\frac{dC_Q}{dt} = \frac{1}{r}\frac{dC_R}{dt}, \quad (4)$$

выражающим определение скорости реакции, и выполнить интегрирование по t

Кинетику сложных реакций можно описать, применяя ур-ние (2) к каждой стадии. Особый, весьма распространенный тип сложных реакций представляют *цепные реакции*.

Скорости сложных реакций иногда выражаются ур-ниями вида (2). При этом порядок реакции, т. е. сумма $l + m + \ldots$, а также отдельные показатели l, m и т. д., определяемые опытным путем, могут не отвечать стехиометрич. ур-нию, напр. реакция $2N_2O_5 = 2N_2O_4 + O_2$ протекает по ур-нию 1-го порядка, ее скорость пропорциональна $C_{N_2O_5}$, а не $C^2_{N_2O_5}$. Если имеется лимитирующая стадия, а $\vec{\omega}$ и $\overleftarrow{\omega}$ описываются ур-ниями вида (2), причем показатели степени могут и не быть целыми положит. числами, то

$$(\vec{k}:\overleftarrow{k})^{\nu_r} = K, \quad (5)$$

где ν_r — т. н. стехиометрическое число лимитирующей стадии, т. е. число актов этой стадии, отвечающее одному акту суммарной реакции.

Зависимость скорости реакции от темп-ры T определяется уравнением Аррениуса (1889 г.)

$$d \ln \vec{k} / dT = \vec{E} / kT^2, \quad (6)$$

где $\vec{E}$ — энергия активации, k — постоянная Больцмана. $\vec{E}$ в 1-м приближении не зависит от T, поэтому интегрирование дает

$$\vec{k} = \vec{A} \exp(-\vec{E}/kT), \quad (7)$$

где $\vec{A}$ — величина, в том же приближении не зависящая от T, наз. предэкспоненциальным (или частотным) фактором.

Независимо от механизма реакции справедливо термодинамич. уравнение Вант-Гоффа $d\ln K/dT = \Delta E/kT^2$, где ΔE — изменение внутр. энергии при 1 акте реакции. Ур-ние (6) и аналогичное ур-ние для $\overleftarrow{k}$, содержащее энергию активации обратной реакции $\overleftarrow{E}$, дают поэтому, если выполняется ур-ние (3), $\vec{E} - \overleftarrow{E} = \Delta E$. Ур-нию (5) отвечает равенство $\vec{E} - \overleftarrow{E} = (1/\nu_r)\Delta E$. Численные значения $\vec{E}$ и ΔE обычно рассчитывают «на 1 моль», т. е. на число актов реакции, равное *Авогадро числу* N. Тогда в приведенных ур-ниях k заменяется на газовую постоянную R. Наблюдаемые на опыте значения $\vec{E}$ для различных реакций лежат в пределах от 0 до 100 *ккал/моль*.

Простое истолкование ур-ния (7) в случае газовых бимолекулярных реакций достигается с помощью следующей модели. Будем считать реагирующие молекулы шарами, отталкивающимися друг от друга до тех пор, пока не произойдет соприкосновение их поверхностей, приводящее к реакции. Пусть потенциальная энергия в момент соприкосновения равна $\vec{E}$. Число столкновений с преодолением отталкивания будет, согласно закону распределения Максвелла — Больцмана, в $[\exp(-\vec{E}/kT)]$ раз меньше числа столкновений таких же, но не взаимодействующих молекул. Последнее известно из кинетич. теории газов: при концентрациях, равных единице, оно дается ф-лой

$$\vec{Z} = (2\sigma)[2\pi kT(m_1 + m_2)/m_1 m_2]^{1/2}(r_1 + r_2)^2, \quad (8)$$

где r_1 и r_2 — радиусы молекул, m_1 и m_2 — их массы, $\sigma = 1$, если молекулы различны, и $\sigma = 2$, если молекулы одинаковы. Необходимость для осуществления реакции определенной взаимной ориентации молекул учитывается т. н. стерическим фактором $\vec{p} \leqslant 1$, в результате $\vec{k} = \vec{p}\vec{Z}\exp(-\vec{E}/kT)$, так что $\vec{A} = \vec{p}\vec{Z}$. Изложенный подход к вычислению $\vec{\omega}$ наз. теорией столкновений. Расчет по ур-нию (8) дает $\vec{Z}$ порядка 10^{-10}—10^{-9} *см³ · молекула⁻¹ · сек⁻¹* или 10^{14}—10^{15} *см³ · моль⁻¹ · сек⁻¹*. Опытные данные, относящиеся к реакциям между простыми молекулами, приводят к близким значениям $\vec{A}$, напр. для реакции $H_2 + J_2 = 2HJ$ $\vec{A} = 10^{14}$ *см³ · моль⁻¹ · сек⁻¹* ($\vec{E} = 40$ *ккал/моль*). В случае сложных молекул получаются много меньшие значения $\vec{A}$, напр. в реакции бутадиен + акролеин = тетрагидробензальдегид $\vec{A} = 1{,}5 \cdot 10^9$ *см³ · моль⁻¹ · сек⁻¹* ($\vec{E} = 19{,}7$ *ккал/моль*), так что $\vec{p}$ порядка 10^{-5}. Такие малые стерические факторы показывают недостаточность теории столкновений.

В случае мономолекулярных реакций простейшая трактовка использует представление о внутримолекулярном колебании с нек-рой частотой ν, приводящем к реакции, если энергия, сосредоточенная в этом колебании, превышает критич. значение $\vec{E}$. Т. к. энергия гармонич. колебания складывается из двух квадратичных членов, вероятность того, что она превышает $\vec{E}$, равна $\exp(-\vec{E}/kT)$. За единицу времени происхо-

дит ν колебаний, поэтому вероятность превращения молекулы за единицу времени равна $\nu \exp(-\vec{E}/kT)$. Отсюда следует ур-ние (7) с $\vec{A} = \nu$. Опытные данные для большинства мономолекулярных реакций приводят к значениям $\vec{A}$ ок. 10^{13}—10^{14} *сек*$^{-1}$, что примерно соответствует порядку величины частот колебаний молекул, хотя и несколько превышает его.

Квантовомеханическая теория элементарного акта реакции. Ур-ние Аррениуса показывает, что протекание реакции связано с преодолением энергетич. барьера, к-рый в 1-м приближении может быть отождествлен с энергией активации. Физич. природа этого барьера была разъяснена Ф. Лондоном (1928 г.) на основе квантовомеханич. теории химич. связей.

Обобщение трактовки молекулы H_2, данной В. Гайтлером и Ф. Лондоном, на основное состояние многоэлектронной системы, в к-рой электронные пары локализованы, т. е. связывают по 2 атома каждая, дает (в пренебрежении неортогональностью атомных волновых ф-ций) для разности энергии системы и энергии разъединенных атомов

$$\varepsilon = Q + A_1 - {}^1/_2 A_2. \qquad (9)$$

Здесь Q — сумма кулоновских интегралов всех пар атомов, A_1 и A_2 — суммы обменных интегралов соответственно связанных и несвязанных атомов. Когда 2 молекулы значительно удалены друг от друга, слагаемые A_2, отвечающие обменному взаимодействию атомов 1-й молекулы с атомами 2-й, практически равны нулю. При сближении молекул эти слагаемые приводят к возникновению отталкивания (т. к. обменные интегралы отрицательны) и, следовательно, создают энергетич. барьер.

Если молекулы значительно сближены, ур-ние (9) неприменимо, т. к. электронные пары перестают быть локализованными. Делокализация электронов понижает энергию системы (энергия резонанса), поэтому энергетич. барьер меньше ожидаемого по ур-нию (9). В случае четырех 1-валентных атомов, как нашел Лондон, энергия взаимодействия в основном состоянии определяется ур-нием

$$\varepsilon = Q - \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 - \alpha\beta - \alpha\gamma - \beta\gamma}, \qquad (10)$$

где $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$, $\beta = \beta_1 + \beta_2$, $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$, α_1, α_2, β_1 и т. д.— обменные интегралы атомов X, Y, Z и W, обозначенные согласно схеме рис. 1.

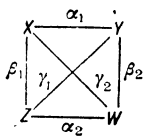


Рис. 1.

Ур-нием (10) можно воспользоваться также для нахождения энергии взаимодействия трех 1-валентных атомов; достаточно принять, что атом W бесконечно удален, тогда $\alpha_2 = \beta_2 = \gamma_2 = 0$.

Величины кулоновских и обменных интегралов, как ф-ции расстояния между атомами, обычно находят из опытных потенциальных кривых соответствующих двухатомных молекул, принимая отношение кулоновской части энергии к обменной постоянным, напр. равным 0,2 (т. н. полуэмпирич. метод Г. Эйринга и М. Поляни).

В реакции вида $X : Y + Z \cdot = X \cdot + Y : Z$ (точками обозначены валентные электроны) наиболее выгодно энергетически расположение атомов X, Y и Z на одной прямой, т. к. при этом отталкивание X и Z минимально. Ограничиваясь рассмотрением таких линейных конфигураций, можно представить энергию взаимодействия как ф-цию расстояний XY и YZ в виде трехмерной поверхности потенциальной энергии, к-рая изображается подобно горной местности с помощью горизонталей (рис. 2). Из «долины», отвечающей начальному состоянию, в «долину» конечного состояния ведет наивыгоднейший путь, требующий наименьшего подъема (пунктир на рис. 2), к-рый проходит через «перевальную», или седловую точку (×). Расстояние, пройденное точкой, изображающей систему, т. н. конфигуративной точкой, вдоль наивыгоднейшего пути наз. реакционной координатой. Конфигурации реагирующей системы, характеризующиеся значением реакционной координаты, равным ее значению в седловой точке, наз. переходным состоянием, или активированным комплексом. Согласно этому определению, переходное состояние проходится на пути от начального состояния к конечному и в том случае, если движение идет по пути, несколько отклоняющемуся от наивыгоднейшего (в момент пересечения конфигуративной точкой плоскости, перпендикулярной к реакционной координате в седловой точке). Подавляющее большинство актов реакции следует по путям, близким к наивыгоднейшему, потому что вероятность состояний резко падает при увеличении их энергии.

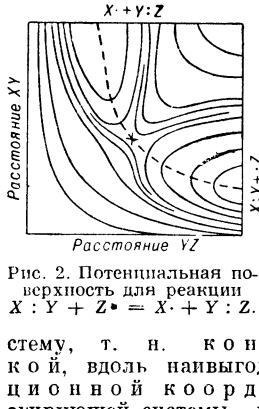


Рис. 2. Потенциальная поверхность для реакции $X : Y + Z \cdot = X \cdot + Y : Z$.

Разрез энергетич. поверхности по наивыгоднейшему пути (развернутый в плоскости, рис. 3) дает энергетический профиль, на котором непосредственно виден барьер, преодолеваемый реагирующей системой. Более точное определение высоты барьера требует учета нулевой энергии колебаний в начальном и переходном состояниях. В общем случае потенциальная поверхность является многомерной.

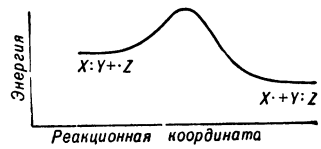


Рис. 3. Энергетический профиль для реакции $X : Y + Z \cdot = X \cdot + Y : Z$.

Описанный метод построения потенциальных поверхностей из-за грубости приближений мало пригоден для количественных целей, но дает правильную качественную картину элементарного акта реакции. Он показывает, что энергия активации реакции атома Z с молекулой $X : Y$ мала по сравнению с энергией связи $X : Y$, а энергия активации реакций насыщенных молекул вида $X : Y + Z : W = X : W + Y : Z$ близка к энергии связей. Этот вывод согласуется с опытом и объясняет распространенность цепных механизмов реакций, включающих атомы или свободные радикалы в качестве промежуточных веществ.

Энергетич. профиль реакции можно рассматривать как результат пересечения потенциальных кривых, отвечающих начальной A и конечной B локализации валентных связей (рис. 4); вследствие делокализации связей в окрестности точки пересечения возникает кривая основного состояния I, отвечающая рассмотренной ранее (рис. 3), и кривая возбужденного состояния II. [Ур-ние (10) дает энергию состояния II при замене знака — перед корнем на знак +].

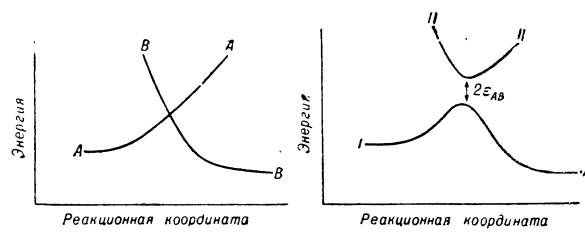


Рис. 4. Энергетический профиль как результат пересечения потенциальных кривых.

В большинстве случаев элементарный акт реакции протекает адиабатически, т. е. точка, изображающая систему, движется по кривой I и существование состояния II не имеет значения. Но если энергия резонанса состояний A и B в точке пересечения, ε_{AB}, весьма мала, т. е. если кривые I и II почти касаются друг друга, то система может, проходя точку пересечения кривых A и B, остаться на кривой A (как бы «перескочить» с кривой I на кривую II) и реакции не произойдет; ε_{AB} мала, если реакция связана с изменением общего спина системы и в нек-рых др. случаях.

Вероятность ρ осуществления реакции при достижении системой конфигурации активированного комплекса определяется ур-нием Ландау — Зинера

$$\rho = 1 - \exp(-4\pi^2\varepsilon^2_{AB}/h\upsilon\,|F_A - F_B|), \qquad (11)$$

где h — постоянная Планка, υ — скорость изменения реакционной координаты, $|F_A - F_B|$ — абс. величина разности наклонов кривых A и B в точке пересечения.

Квантовомеханич. туннельный эффект не играет существенной роли при перемещениях ядер в элементарных актах химич. реакций, однако он может наряду с нулевой энергией колебаний иметь значение для кинетических изотопных эффектов, т. е. различий в скорости реакций, обусловленных различием масс изотопов.

Метод активированного комплекса. Наблюдаемая скорость простой реакции — результат осуществления множества элементарных актов реакции, обусловленных тепловым движением. Траектория конфигуративной точки и ее скорость движения несколько различны в отдельных актах. Поэтому задача теоретич. вычисления скорости реакции имеет статистич. характер и решается методами статистич. механики. Общее простое и достаточно точное решение этой задачи достигается с помощью т. н. метода активированного комплекса. В этом методе скорость реакции вычисляется как поток конфигуративных точек сквозь плоскость, перпендикулярную реакционной координате в седловой точке потенциальной поверхности:

$$\vec{\omega} = \varkappa \vec{C}_a \bar{v}. \qquad (12)$$

Здесь $\vec{C}_a$ — концентрация активированных комплексов, отвечающих движению конфигуративной точки в прямом направлении, рассчитанная на единицу объема и единицу длины реакционной координаты, $\bar{v}$ — средняя скорость движения конфигуративных точек в направлении реакционной координаты при пересечении указанной плоскости, $\varkappa$ — т. н. коэффициент прохождения, или трансмиссионный коэфф., учитывающий возможность того, что прохождение конфигуративной точки над вершиной барьера не приводит к реакции. Для адиабатич. реакций $\varkappa \approx 1$, для неадиабатических $\varkappa \approx \bar{\rho} \ll 1$, где $\bar{\rho}$ — среднее значение ρ по ур-нию (11).

Для вычисления сомножителей правой части ур-ния (12) делается предположение, являющееся основным в методе, что протекание реакции не нарушает существенно распределение по состояниям, предшествующим состоянию активированного комплекса, по сравнению с отвечающим статистич. равновесию при данной темп-ре. Согласно этому предположению, результат вычисления $\vec{\omega}$ в состоянии равновесия сохраняет силу и для неравновесной системы. Поэтому может быть использовано ур-ние статистич. механики для равновесия (1) в идеальной газовой смеси:

$$K = C_Q^q C_R^r \ldots / C_L^l C_M^m \ldots = (f_Q^q f_R^r \ldots / f_L^l f_M^m \ldots) \times \exp(-\Delta E_0/kT). \qquad (13)$$

Здесь ΔE_0 — значение ΔE при 0°K, f_L, f_M... —суммы по состояниям молекул L, M... (ф-ции распределения), вычисленные для ед. объема: $f = \sum \exp(-E_{\text{тепл}}/kT)$, где $E_{\text{тепл}}$ —энергия теплового движения в данном состоянии молекулы, т. е. избыток энергии по сравнению с энергией молекулы при 0°K; суммирование проводится по всем возможным состояниям. Ур-ние (13) является обобщением закона Максвелла — Больцмана.

При $\vec{\omega} = \overleftarrow{\omega}$ $\vec{C}_a = \overleftarrow{C}_a$, т. к. $\varkappa$ и $\bar{v}$ одинаковы для прямой и обратной реакции. Концентрация активированных комплексов независимо от направления движения $(\vec{C}_a + \overleftarrow{C}_a)$ при равновесии определяется законом, выраженным ур-нием (13), поэтому

$$(\vec{C}_a + \overleftarrow{C}_a)/C_L^l C_M^m \ldots = (f_a/f_L^l f_M^m \ldots)\exp(-\vec{E}_0/kT), \qquad (14)$$

где f_a — сумма по состоянию активированного комплекса, вычисленная для единицы объема и единичной длины вдоль реакционной координаты, $\vec{E}_0$ — высота энергетич. барьера. При движении конфигуративной точки над вершиной барьера ее потенц. энергия постоянна, поэтому движение можно рассматривать как поступательное, с нек-рой эффективной массой m^*. Отсюда $f_a = f'_a[(2\pi m^* kT)^{1/2}/h]$, где f'_a — сумма по состояниям активированного комплекса для единицы объема, не включающая множителя, отвечающего реакционной координате. Далее

$$\bar{v} = \int_0^\infty \exp(-m^*v^2/2kT)\, v\, dv \Big/ \int_0^\infty \exp(-m^*v^2/2kT)dv = (2kT/\pi m^*)^{1/2}. \qquad (15)$$

Учитывая, что $C_a = {}^1/_2(\vec{C}_a + \overleftarrow{C}_a)$, приходим к ур-нию (2) закона действующих масс и одновременно получаем ур-ние Эйринга (1935 г.) для константы скорости газовой реакции:

$$\vec{k} = \varkappa\,(kT/h)\,(f'_a/f_L^l f_M^m \ldots)\exp(-\vec{E}_0/kT). \qquad (16)$$

Суммы по состояниям вычисляются с достаточным приближением, как произведение след. множителей: статистич. вес g_e основного электронного состояния (для нелинейной молекулы всегда $g_e = 1$), сумма по состояниям поступательного движения для единицы объема $f_{\text{посг}} = (2\pi mkT)^{3/2}/h^3$ (m — масса молекулы), сумма по состояниям вращения $f_{\text{вращ}} = 8\pi^2 IkT/\sigma h^2$ в случае линейной молекулы (I — момент инерции, σ — число симметрии) или

$$f_{\text{вращ}} = 8\pi^2(8\pi^3 I_A I_B I_C)^{1/2}(kT)^{3/2}/\sigma h^3$$

в случае нелинейной молекулы (I_A, I_B, I_C — главные моменты инерции), сумма по состояниям колебаний $f_{\text{колеб}} = \prod_i [1-\exp(-h\nu_i/kT)]^{-1}$ (ν_i — частоты нормальных колебаний). Число нормальных колебаний при n атомах равно $3n - 5$ или $3n - 6$ для линейной и нелинейной молекулы, соответственно, и $3n-6$ или $3n-7$ для линейного и нелинейного активированного комплекса.

Необходимые для вычисления f'_a величины, характеризующие активированный комплекс, — моменты инерции и т. д., могут, в принципе, быть найдены из соответствующей потенц. поверхности.

Из ур-ния (16) следует ур-ние (6), причем $\vec{E} = \vec{E}_0 + (\bar{E}_{\text{тепл}})_a - l(\bar{E}_{\text{тепл}})_L - m(E_{\text{тепл}})_M - \ldots$. При вычислении средней энергии теплового движения активированного комплекса $(E_{\text{тепл}})_a$ должен быть введен весовой фактор $\upsilon\rho$. Ур-ние (16) дает возможность теоретич. вычисления предэкспоненциального фактора $\vec{A}$ и, тем самым, абс. величины скорости реакции. Поэтому метод активированного комплекса наз. также теорией абсолютных скоростей реакций. Оценка порядка величины $\vec{A}$ может быть сделана на основе приведенных уравнений и без построения потенц. поверхности для элементарного акта реакции.

Для мономолекулярных реакций, протекающих адиабатически, т. е. с $\varkappa \approx 1$, теория дает при простейших предположениях, что моменты инерции и частоты колебаний активированного комплекса равны соответствующим величинам исходной молекулы,

$$\vec{k} = [1 - \exp(-h\nu/kT)]\,(kT/h)\exp(-\vec{E}_0\, kT), \qquad (17)$$

где ν — частота колебания исходной молекулы, к-рому в активированном комплексе отвечает реакционная координата. При $h\nu \ll kT$, когда квантование колебаний не сказывается, $\vec{k} = \nu\exp(-\vec{E}_0/kT)$, что совпадает с результатом простой теории; при $h\nu \gg kT$, когда колебания полностью «заморожены», $\vec{k} = (kT/h)\exp(-\vec{E}_0/kT)$. Т. к. моменты инерции активированного комплекса больше, чем у исходной молекулы (при

образовании активированного комплекса молекула растягивается), то $\vec{A}$ должен быть больше вычисленного по ур-нию (17), что согласуется с опытом.

Для бимолекулярных реакций можно получить из ур-ния (16) результат теории столкновений, если считать исходные молекулы невращающимися твердыми шарами, тогда активированный комплекс обладает двумя вращательными степенями свободы. В действительности, если в реакцию вступают 2 нелинейные молекулы, они обладают шестью вращательными степенями свободы, а активированный комплекс — тремя, следовательно, по сравнению с моделью теории столкновений, при образовании активированного комплекса теряется 5 вращательных степеней свободы, заменяющихся колебательными. Т. к. средний множитель в сумме по состояниям, приходящийся на одну степень свободы вращения, примерно в 10 раз больше суммы по состояниям колебательной степени свободы, то скорость реакции может оказаться в 10^5 раз меньше ожидаемой по теории столкновений; т. о. получают объяснение малые значения стерич. фактора, найденные на опыте.

Процессы передачи энергии в мономолекулярных реакциях. Газовые мономолекулярные реакции при низких давлениях не подчиняются ур-ниям (2) и (16), т. к. в этих условиях столкновения молекул происходят слишком редко, чтобы обеспечить поддержание равновесной концентрации активированных комплексов в ходе реакции. Назовем «энергетизированными» такие молекулы, к-рые способны в результате колебаний атомов, без столкновения с др. молекулой, принять конфигурацию активированного комплекса. Теория Л. Касселя (1928 г.), являющаяся развитием более ранних теорий, принимает, что в энергетизированной молекуле происходит постоянное перераспределение энергии между колебательными степенями свободы молекулы до тех пор, пока не будет достигнуто случайное сосредоточение энергии, превышающей высоту энергетич. барьера, в одном нормальном колебании, к-рому в активированном комплексе отвечает реакционная координата. Согласно теории Д. Слейтера (1953 г.), энергия каждого нормального колебания молекулы изменяется только при столкновениях. Реакционная координата является линейной ф-цией координат нормальных колебаний; достижение ею критич. значения, отвечающего вершине энергетич. барьера, происходит в результате определенного сочетания фаз и амплитуд колебаний энергетизированной молекулы.

Независимо от этих различий в трактовке процесса передачи энергии можно схематически описать газовую мономолекулярную реакцию, считая, что она протекает в 2 стадии: 1) активация, т. е. образование энергетизированных молекул при столкновениях, и 2) собственно реакция, т. е. превращение энергетизированной молекулы в активированный комплекс. Стадия *1* обратима; если энергетизированная молекула не успеет принять конфигурацию активированного комплекса в промежутке между столкновениями, она дезактивируется, т. е. превращается в обычную молекулу, в результате столкновения. При низких концентрациях стадия *1* является лимитирующей и, т. к. скорость активации пропорциональна числу столкновений, реакция протекает по ур-нию 2-го порядка. При высоких концентрациях лимитирует стадия *2*, тогда применимы ур-ния (2) и (16). Теории Касселя и Слейтера позволяют описать переход от 2-го к 1-му порядку при увеличении C.

Термодинамические аналогии в химической кинетике. Часто пользуются квазитермодинамич. формулировкой ур-ний для скоростей реакций. При этом, следуя Г. Эйрингу, рассматривают концентрацию активированных комплексов в состоянии равновесия независимо от направления движения и рассчитывают ее не на единицу длины вдоль реакционной координаты, как было сделано выше, а на длину $h/(2\pi m^*/kT)^{1/2}$ (порядка 10^{-8} *см*). Определенную указанным образом концентрацию активированных комплексов обозначим $C^{\neq}$. Т. к. при равновесии $(\vec{C}_a + \overleftarrow{C}_a) = 2\vec{C}_a$, то

$$C^{\neq} = 2\vec{C}_a h/(2\pi m^* kT)^{1/2}; \qquad (18)$$

$C^{\neq}$ отвечает концентрации воображаемых молекул, находящихся в равновесии с исходными и во всем подобных активированным комплексам, но имеющим вместо реакционной координаты полностью замороженную колебательную степень свободы. Ур-ния (12), (15) и (18) дают $\vec{\omega} = \varkappa C^{\neq} kT/h$.

В идеальной газовой смеси или в идеальном жидком растворе $C^{\neq}/C_L^l C_M^m \ldots = K^{\neq}$; легко видеть, что $\vec{k} = \varkappa(kT/h)K^{\neq}$. Далее вводится стандартное изменение при активации свободной энергии Гиббса (на 1 моль активированных комплексов), т. н. **свободная энергия активации** с помощью ур-ния $\Delta G^{\neq} = -RT\ln K^{\neq}$, аналогичного соответствующему термодинамич. ур-нию, и величины **энтальпии и энтропии активации** $\Delta H^{\neq}$ и $\Delta S^{\neq}$ (также на 1 моль). Эти величины удобны для систематизации опытных данных.

В неидеальной системе $\gamma^{\neq}C^{\neq}/\gamma_L^l C_L^l \gamma_M^m C_M^m \ldots = K^{\neq}$, где γ_L — коэфф. *активности* компонента L и т. д. Отсюда следует ур-ние Бренстеда для скоростей реакций в неидеальных системах:

$$\vec{\omega} = \vec{k}(\gamma_L^l \gamma_M^m \ldots/\gamma^{\neq}) C_L^l C_M^m \ldots \qquad (19)$$

Отношение $(\gamma_L^l \gamma_M^m \ldots/\gamma^{\neq})$ наз. **кинетическим фактором активности**.

Если идеальная газовая смесь находится в равновесии с идеальным разбавлением жидким раствором, то для каждого компонента газовой смеси выполняется закон Генри C (газ) $= \gamma C$ (раствор), где γ — постоянная (зависящая от T).

Примем за меру активности вещества в растворе его концентрацию в сосуществующей идеальной газовой фазе, C (газ), тогда γ приобретает смысл коэфф. активности в растворе. Ур-ние (19) показывает теперь, что константа скорости в растворе равна $\vec{k}(\gamma_L^l \gamma_M^m \ldots/\gamma^{\neq})$, где $\vec{k}$ — константа скорости той же реакции в газовой фазе. Т. о., влияние растворителя на константу скорости определяется растворимостью в нем исходных веществ и активированных комплексов.

В общем случае отсутствует к.-л. соотношение между константой скорости $\vec{k}$ и константой равновесия K. Однако, если сопоставляются аналогичные реакции, напр. реакции в гомологич. ряду соединений, выполняется приближенное ур-ние Бренстеда—Поляни

$$\vec{k} = GK^{\alpha}, \qquad (20)$$

где G и α — постоянные, $0 < \alpha < 1$. Из ур-ний (3) и (20) следует, что $\vec{k} = GK^{-(1-\alpha)}$. Часто, но не всегда, $\alpha = {}^1/_2$.

Для истолкования ур-ния (20) принимают, что при переходе от одной реакции к другой, аналогичной реакции, потенциальные кривые начального и конечного состояний A и B (рис. 4) сохраняют свою форму и лишь изменяют относительное расположение по оси ординат. Заменяя приближенно кривые в окрестности точки пересечения прямыми, находим, что изменение $\vec{E}$ должно составлять долю $\alpha = |F_A|/(|F_A| + |F_B|)$ от изменения ΔE, где $|F_A|$ и $|F_B|$ — абс. величины наклонов кривых A и B в точке пересечения. Отсюда, считая предэкспоненциальные факторы в константах $\vec{k}$ и K для аналогичных реакций одинаковыми, приходим к ур-нию (20). Если $|F_A| = |F_B|$, то $\alpha = {}^1/_2$.

Кинетика гетерогенных реакций. Многое из сказанного выше применимо и к гетерогенным реакциям. Последние, однако, обладают и специфич. особенностями, одной из к-рых является роль процессов переноса исходных веществ из объема фазы к границе фаз и продуктов реакции в обратном направлении, как стадий реакции. Степень влияния процессов переноса вещества на скорость реакции не является неизменной характеристикой реакции; она может существенно изменяться при переходе из одной области значений параметров, таких, как темп-ра, давление и др., в другую. Гетерогенные катализаторы обычно применяются в форме пористых зерен с сильно развитой внутр. поверхностью (напр., 10 $м^2/г$ и более). Если диффузия в порах медленна, реакция происходит с заметной скоростью лишь в прилегающем к наружной поверхности слое зерна, толщина к-рого мала по сравнению с размером зерна. В таком случае говорят, что реакция протекает во **внутренней диффузионной области**. Известны также случаи, когда скорость реакции определяется переносом вещества к наружной поверхности катализатора или твердого тела, реагирующего с газом, это — случаи **внешней диффузионной области**. Если процессы переноса достаточно быстры по сравнению со скоростями химич. стадий и поэтому не влия-

ют на скорость реакции, говорят, что реакция протекает в кинетической области.

В дальнейшем будем предполагать, что гетерогенная реакция протекает в кинетич. области, и рассмотрим основы кинетики каталитич. реакций на поверхностях твердых тел, а также тесно связанной с ней кинетики хемосорбции газов на твердых телах (т. е. адсорбции, вызванной силами химич. сродства). Скорости таких процессов могут быть определены по методу активированного комплекса с помощью ур-ния (12), однако вычисление концентрации активированных комплексов несколько отличается от соответствующего вычисления в случае гомогенных реакций, поскольку теперь требуется вычислить поверхностную концентрацию. Простой результат получается, если, следуя И. Ленгмюру (1918 г.), принять, что поверхность содержит определенное число одинаковых мест, каждое из к-рых может удерживать при хемосорбции одну молекулу или атом, причем взаимодействие адсорбированных частиц друг с другом отсутствует. Эту модель можно назвать моделью идеального адсорбированного слоя. Для активированного комплекса, рассматриваемого как адсорбированная частица, даже при простейшей трактовке необходимо допустить, что он может занимать несколько соседних мест на поверхности; напр., при реакции между двумя адсорбированными частицами активированный комплекс занимает 2 места.

В реакции могут вступать предварительно адсорбированные частицы, а также адсорбированные частицы с налетающими на них частицами из газовой фазы. Поэтому в общем случае реакция запишется так:

$$i(I) + j(J) + \ldots + lL + mM + \ldots = P.$$

Здесь I, J — вещества, вступающие в реакцию из адсорбированного состояния, что помечено скобками, L, M — вещества, вступающие в реакцию непосредственно из объема, P — совокупность продуктов реакции. В случае идеального адсорбированного слоя, а также идеальной объемной фазы, скорость реакции на поверхности

$$\vec{\omega} = \vec{k}\theta_I^i\theta_J^j \ldots C_L^l C_M^m \ldots \theta_0^{s-(i+j+\ldots)}, \qquad (21)$$

где θ_I — степень покрытия поверхности веществом I, т. е. отношение числа мест, занятых частицами I, к общему числу мест, и т. д., θ_0 — доля свободной поверхности, s — число мест поверхности, занимаемых одним активированным комплексом.

Ур-ние (21) включает процессы адсорбции и десорбции как частные случаи. Напр., пусть молекулы H_2 хемосорбируются на поверхности твердого тела с диссоциацией на атомы, причем каждый атом занимает одно место на поверхности. Тогда $s = 2$ и $\vec{\omega} = \vec{k}C_{H_2}\theta_0^2$.

Для константы скорости $\vec{k}$ справедливо ур-ние

$$\vec{k} = \varkappa (kT/h)\,\Lambda\,(gf_a'/f_i f_j \ldots f_L^l f_M^m)\exp(-\vec{E}_0/kT),$$

где Λ — число мест на поверхности единичной площади, g — число возможных положений активированного комплекса, когда одно из занятых им мест фиксировано.

Величины доли свободной поверхности и степеней покрытия поверхности исходными веществами, продуктами реакции и др. веществами, присутствующими в системе, определяются условиями стационарности поверхностных концентраций в ходе реакции. Напр., для исходного вещества I

$$\vec{\omega}_{(I)} = \overleftarrow{\omega}_{(I)} + i\omega, \qquad (22)$$

где $\vec{\omega}_{(I)}$ — скорость адсорбции I, $\overleftarrow{\omega}_{(I)}$ — скорость десорбции I, ω — наблюдаемая скорость реакции. В частных случаях возможны упрощения. Часто пренебрегают членом, отвечающим $i\omega$ в ур-ниях вида ур-ния (22), что эквивалентно принятию поверхностной реакции в качестве лимитирующей стадии.

Картина идеального адсорбированного слоя в ряде случаев не передает наблюдаемых зависимостей. Это объясняется неоднородностью поверхности или взаимным влиянием хемосорбированных атомов или молекул. Каждый из этих эффектов приводит к уменьшению энергии связи адсорбированных частиц с поверхностью при увеличении степени покрытия поверхности. Удовлетворительное и в то же время достаточно простое описание явлений достигается, если допустить линейную зависимость энергии адсорбции от степени покрытия поверхности и принять применимость соотношения вида ур-ния (20) для связи между величинами, характеризующими адсорбционное равновесие и скорости процессов.

Примером получаемых таким путем ур-ний может служить ур-ние кинетики реакции синтеза аммиака ($N_2 + 3H_2 = 2NH_3$) на промышленном катализаторе Fe с добавками Al_2O_3 и K_2O, а также ряде других:

$$\omega = \vec{k}C_{N_2}(C_{H_2}^3/C_{NH_3}^2)^{\alpha} - \overleftarrow{k}(C_{NH_3}^2/C_{H_2}^3)^{1-\alpha}.$$

Это ур-ние отвечает представлению, что адсорбция азота является лимитирующей стадией реакции.

Лит.: 1) Кондратьев В. Н., Кинетика химических газовых реакций, М., 1958; 2) Глесстон С., Лейдлер К., Эйринг Г., Теория абсолютных скоростей реакций, пер. с англ., М., 1948; 3) Эйринг Г., Уолтер Д., Кимбалл Д., Квантовая химия, пер. с англ., М., 1948, гл. 16; 4) Семенов Н. Н., О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности, 2 изд., М., 1958; 5) Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, М.—Л., 1947; 6) Frost A., Pearson R. G., Kinetics and mechanism, 2 ed., N. Y., 1961; 7) Benson S. W., The foundations of chemical kinetics, N. Y., 1960; 8) Walas S. M., Reaction kinetics for chemical engineers, N. Y.—[a. o.], 1959; 9) Жермен Ж., Гетерогенный катализ, пер. с франц., М., 1961, гл. 6. *М. И. Темкин.*

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВ — раздел теоретич. физики, в к-ром свойства газов исследуются на основе представлений о молекулярном строении газа и определенном законе взаимодействия между его молекулами. Обычно под К. т. г. понимается лишь теория неравновесных свойств газов, а теория равновесных свойств относится к области статистич. механики. Основная область применения К. т. г. — собственно газы, газовые смеси и плазма.

Тепловое движение молекул или атомов газа отличается от теплового движения в твердых телах и жидкостях. В газах молекулы движутся почти свободно в промежутках между столкновениями друг с другом, во время к-рых происходит резкое изменение скоростей молекул. При этом время столкновения значительно меньше среднего времени свободного пробега молекул.

В системах из большого числа частиц наблюдаемые величины представляют нек-рый средний эффект действия всех молекул газа. Для вычисления этих средних нужно знать распределение молекул газа по скоростям и пространству, занятому газом. Обозначим через $f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}, t)d\boldsymbol{r}d\boldsymbol{r}$ вероятное число молекул, находящихся в момент времени t в элементе объема $d\boldsymbol{r} = dxdydz$ ок. точки $\boldsymbol{r}$ и обладающих скоростями в пределах $d\boldsymbol{v} = dv_x dv_y dv_z$ ок. точки $\boldsymbol{v}$. Для f имеет место очевидное условие нормировки:

$$\int f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}, t)d\boldsymbol{r}d\boldsymbol{r} = N,$$

где N — полное число частиц. Величина f наз. ф-цией распределения молекул по скоростям и координатам. Интегрируя ф-цию распределения по скоростям, получим выражение для плотности газа в точке $\boldsymbol{r}$ в момент времени t:

$$n(\boldsymbol{r},t) = \int f(\boldsymbol{v},\boldsymbol{r},t)\,d\boldsymbol{v}.$$

Определение явного вида f как ф-ции скоростей, координат и времени представляет основную задачу К. т. г., поскольку значение f позволяет вычислять

средние величины, характеризующие состояние газа и процессы в нем. Напр., величины

$$\overline{v}(\boldsymbol{r},t)=\int |\boldsymbol{v}|\, f(\boldsymbol{v},\boldsymbol{r},t)\, d\boldsymbol{v};$$
$$\overline{v^2}(\boldsymbol{r},t)=\int v^2 f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r},t)\, d\boldsymbol{v}$$

определяют среднюю и среднюю квадратичную скорости молекул газа в точке $\boldsymbol{r}$ в момент времени t.

В состоянии статистич. равновесия для простого однородного газа f имеет вид (т. н. *Максвелла распределение*)

$$f(v)=n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}, \qquad (1)$$

где m — масса молекулы газа, T — абс. темп-ра, n — число частиц в единице объема, k — постоянная Больцмана. Передача энергии и импульса в газе осуществляется благодаря столкновениям молекул друг с другом. Число столкновений молекул в единицу времени, находящихся в объеме $d\boldsymbol{r}$ и имеющих скорости в интервалах $(\boldsymbol{v}_1,\ \boldsymbol{r}_1+d\boldsymbol{v}_1)$ и $(\boldsymbol{v}_2,\ \boldsymbol{r}_2+d\boldsymbol{v}_2)$, равно

$$d\nu=f(\boldsymbol{v}_1,\boldsymbol{r},\ t)\, f(\boldsymbol{v}_2,\boldsymbol{r},t)\, |\boldsymbol{v}_1-\boldsymbol{v}_2|\, \sigma d\Omega\, d\boldsymbol{r}_1 d\boldsymbol{v}_2, \qquad (2)$$

где $\sigma d\Omega$ — дифференциальное эффективное сечение сталкивающихся частиц в лабораторной системе координат (напр., для упругих сфер $\sigma=d^2\cos\psi$, где d — диаметр молекулы, а ψ — угол между относительной скоростью и линией центров сталкивающихся молекул). Выражение (2) для числа столкновений основано на «гипотезе молекулярного хаоса», т. е. на предположении, что нет корреляции между скоростями и координатами сталкивающихся молекул. Это предположение приближенно справедливо для разреженных газов; при больших плотностях газа нужно учитывать корреляцию между динамическими переменными молекул. В элементарной К. т. г. в выражении (2) для числа столкновений в качестве ф-ций распределения берутся равновесные, максвелловские ф-ции распределения (1).

Большую роль в К. т. г. играет средняя *длина свободного пробега* $\overline{l}$. Ее можно определить, напр., по среднему числу столкновений, как среднее (за время t) расстояние l, к-рое молекула проходит между последовательными столкновениями. Эта величина находится делением среднего расстояния $\overline{v}t$, пройденного молекулой за время t, на полное число столкновений $\overline{\nu}t$, испытанных ею за то же время:

$$\overline{l}=\overline{v}/\overline{\nu}\quad (\nu=\int d\nu).$$

Средний пробег можно также определить иначе — как среднее расстояние, проходимое молекулой между двумя последовательными столкновениями (определение Тэйта). В этом случае сначала вычисляется пробег для молекул с данной скоростью, а затем эта величина усредняется по всем скоростям молекул.

Для газа из упругих сфер, по 1-му определению:

$$\overline{l}=1/\sqrt{2}\pi d^2 n,$$

по 2-му определению:

$$\overline{l}=0{,}677/\pi d^2 n,$$

где d — диаметр молекулы, n — число молекул в единице объема.

Понятие средней длины свободного пробега оказывается удобным при элементарном рассмотрении явлений переноса. Рассматривая перенос импульса, массы и энергии через единичную площадку, можно соответственно получить значения коэфф. вязкости μ, взаимной диффузии D_{12} двух компонентов (1 и 2) смеси и теплопроводности λ:

$$\mu=umn\overline{v}\overline{l}/2;\quad D_{12}=u_1\overline{v}_1\overline{l}_1/2=u_2\overline{v}_2\overline{l}_2/2;$$
$$\lambda=u'\rho C_v\overline{v}\overline{l}/2,$$

где $\overline{v}$ — средняя тепловая скорость молекул газа, m — масса одной молекулы, C_v — теплоемкость при постоянном объеме, $\rho=mn$ — плотность газа, u, u_1, u_2, u' — численные коэфф. порядка единицы.

Элементарная К. т. г. встречается с серьезными трудностями в уточнении выражений для численных коэфф. $u,\ldots,u'$, которые можно оценить, принимая в расчет такие факторы, как различие между длинами пробегов у разных молекул, сохраняемость скоростей после столкновений (сохранение в среднем нек-рой компоненты скорости молекулы в направлении ее первоначального движения) и др. Однако трудно учесть совершаемую при этом ошибку. Поэтому дальнейшее развитие К. т. г. пошло по пути определения ф-ций распределения.

Из баланса числа молекул в элементе фазового объема можно получить т. н. *кинетическое уравнение Больцмана* для ф-ции f:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}}+\frac{\boldsymbol{F}}{m}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}}=\iint\{f(\boldsymbol{v}',\boldsymbol{r},t)\, f(\boldsymbol{v}_1',\boldsymbol{r},\ t)-$$
$$-f(\boldsymbol{v},\ \boldsymbol{r},\ t)\, f(\boldsymbol{v}_1,\ \boldsymbol{r},\ t)\}\, |\boldsymbol{v}_1-\boldsymbol{v}|\, \sigma\, d\Omega\, d\boldsymbol{v}_1, \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{F}$ — сила, действующая на молекулу с массой m, $\sigma d\Omega$ — дифференциальное эффективное сечение рассеяния. Ур-ние (3) применимо строго только для газов небольшой плотности, когда можно пренебречь корреляцией между динамич. переменными молекул газа. Оно является основным ур-нием К. т. г.: с его помощью можно решить такие задачи К. т. г., как вычисление *кинетических коэффициентов*, построение уравнений *гидродинамики* и т. д. Обоснование и уточнение кинетического уравнения см. в работах Н. Н. Боголюбова [6].

Из ур-ния (3) следует *Больцмана H-теорема*, утверждающая, что $\frac{\partial H}{\partial t}\leqslant 0$, где $H=\iint f\ln f d\boldsymbol{v}d\boldsymbol{r}$ — H-ф-ция Больцмана. Ф-ция H для однородного газа в стационарном состоянии пропорциональна энтропии S и связана с ней соотношением: $S=-kH$, где k — постоянная Больцмана. Для неравновесного состояния газа соотношение $S=-kH$ можно рассматривать как определение S.

При решении кинетич. ур-ния Больцмана исходят из определенных модельных представлений о взаимодействии молекул. Простейшая модель — модель жестких упругих молекул. В этой модели взаимодействие происходит только тогда, когда центры молекул сближаются на расстояние, равное удвоенному радиусу молекул. Если рассматривать молекулы как гладкие шарики, то при столкновении не происходит передачи момента количества движения. Более реалистической является модель, в к-рой молекулы являются центрами сил с потенциалом $\varphi(r_{12})$. При этом дифференциальное эффективное сечение в (3) (для случая классич. механики) выражают обычно через параметры столкновения b и ε:

$$\sigma d\Omega=b\, db\, d\varepsilon,$$

где b — прицельное расстояние, ε — азимутальный угол линии центров (т. е. линии, соединяющей центры молекул в момент их наибольшего сближения). Для ф-ции $\varphi(r)$ берут обычно ф-ции простого вида, напр. $\mathrm{const}/r^{\varkappa}$ (где $\varkappa$ — нек-рая постоянная) или комбинацию подобных членов с различными коэфф.: $k/r^{\varkappa}-k'/r^{\varkappa'}$, к-рая учитывает притяжение молекул на больших расстояниях и отталкивание на малых расстояниях. Поскольку в (3) входит только эффективное сечение рассеяния, часто берут выражение для него из *квантовой механики*.

Для решения (3) разработаны различные методы. Одно из направлений основано на исследовании т. н. нормальных решений, к-рые описывают поведение газа в состоянии, близком к равновесному (когда

ф-ция распределения в каждой точке близка к максвелловской). Это направление идет от исследований Больцмана, Гильберта, Энскога и Чепмена [3]. Проблема получения общих решений ур-ния Больцмана с точки зрения теорем существования рассматривалась Карлеманом, Уайлдом и Моргенштерном [4], [9].

Решение ур-ния (3) для случая слабо неоднородного газа в первом приближении имеет вид $f = f^0(1 + \Phi')$, где f^0 — ф-ция распределения Максвелла (нулевое приближение), а Φ' имеет вид

$$\Phi' = -A(v)\left(\boldsymbol{v}\frac{\partial \ln T}{\partial \boldsymbol{r}}\right) - D(v)\left(\boldsymbol{v}\frac{\partial n^0}{\partial \boldsymbol{r}}\right) - B(v)\,C(v,\ v_0),$$

$$C(v,\ v_0) = \frac{1}{3}\,v_x^2\left(2\frac{\partial v_{0x}}{\partial x} - \frac{\partial v_{0y}}{\partial y} - \frac{\partial v_{0z}}{\partial z}\right) + \ldots$$

$$\ldots + v_y v_z\left(\frac{\partial v_{0y}}{\partial z} + \frac{\partial v_{0z}}{\partial y}\right). \qquad (4)$$

Здесь A, B, D — скалярные ф-ции тепловой скорости v, детальный вид к-рых зависит от характера взаимодействия; v_0 — средняя скорость упорядоченного движения молекул, T — темп-ра в точке $\boldsymbol{r}$, n^0 — плотность газа в точке $\boldsymbol{r}$. Величины A, B, D определяют соответственно коэфф. теплопроводности, диффузии и вязкости.

Для газовой смеси вводятся ф-ции распределения для каждой из компонент смеси, и соответственно для их определения вместо одного ур-ния (3) получают систему связанных интегро-дифференциальных ур-ний такого же вида [3].

В случае ионизированных газов молекулы на больших расстояниях взаимодействуют по закону Кулона. Так как кулоновский потенциал медленно убывает с расстоянием, то в сферу «эффективного» радиуса взаимодействий попадает много молекул и теряет смысл понятие парных столкновений. Однако и в этом случае можно написать кинетич. ур-ние, если учесть, что главную роль играют столкновения с большим прицельным расстоянием, когда передача импульса мала [10]. Разлагая интеграл столкновения по малой передаче импульса с точностью до членов 2-го порядка и выполняя интегрирование по прицельному расстоянию, приходим к кинетич. ур-нию для плазмы, полученному Л. Д. Ландау. В случае плазмы, состоящей из двух сортов заряженных частиц, ур-ния имеют вид

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial f_i}{\partial \boldsymbol{r}} + \frac{e_i}{m_i}\left\{\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v},\ \boldsymbol{H}]\right\}\frac{\partial f_i}{\partial \boldsymbol{v}} = \left[\frac{\partial f_i}{\partial t}\right]_{\text{ст}}, \qquad (5)$$

где интеграл столкновений имеет вид

$$\left[\frac{\partial f_i}{\partial t}\right]_{\text{ст}} = \sum_{(k,\ \alpha,\ \beta)} \frac{2\pi\lambda e_k^2 e_i^2}{m_i}\frac{\partial}{\partial v_\alpha}\int\left\{\frac{f_i}{m_k}\frac{\partial f_k'}{\partial v_\beta'} - \frac{f_k'}{m_i}\frac{\partial f_i}{\partial v_\beta}\right\}\times$$

$$\times(u^2\delta_{\alpha\beta} - u_\alpha u_\beta)\,u^{-3}\,dv,$$

$$(i,\ k = 1,\ 2;\ \alpha,\ \beta = 1,\ 2,\ 3);$$

$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}'$ — изменение скорости при столкновении; e_i — заряд частицы сорта i; m_i — ее масса; величина λ, равная логарифму отношения максимального параметра удара к минимальному, наз. кулоновским логарифмом; $f' = f(v')$, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — напряженности электрич. и магнитного полей.

При выводе ур-ния предполагается, что взаимодействиями на расстояниях больше нек-рого предельного можно пренебречь из-за взаимного экранирования частиц. (Расчет кинетич. коэфф. по ур-нию (5) для плазмы в магнитном поле см. в [11], [12]).

В тех случаях, когда можно пренебречь столкновениями, ур-нию (5) можно придать другой вид, если рассматривать «внешнюю» силу $e_i\boldsymbol{E}$, действующую на частицы, как результат действия всех остальных частиц на данную в приближении самосогласованного поля:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial f_i}{\partial \boldsymbol{r}} - \frac{e_i}{m_i}\frac{\partial \varphi}{\partial \boldsymbol{r}}\frac{\partial f_i}{\partial \boldsymbol{v}} = 0, \qquad (6)$$

где потенциал самосогласованного поля φ определяется из ур-ния Пуассона:

$$\Delta\varphi(\boldsymbol{r}) = 4\pi\sum_{(i)} e_i\int f_i(v,\ \boldsymbol{r},\ t)\,dv.$$

Такой подход при исследовании плазмы был применен А. А. Власовым [13].

При перенесении метода кинетич. ур-ния на квантовые газы нужно учитывать изменения, связанные со статистикой частиц. Если газ подчиняется квантовой статистике, то вероятность столкновения будет зависеть не только от заполнения состояний сталкивающихся частиц, но и от заполнения состояний, в к-рые частицы переходят. Для квантовых газов интегралы столкновений пропорциональны множителю:

$$f(v_1,\ t)\,f(v_2,\ t)\,[1 \mp f(v_1',\ t)]\,[1 \mp f(v_2',\ t)]. \qquad (7)$$

Здесь верхний знак относится к *Ферми — Дирака статистике*, а нижний — к *Бозе — Эйнштейна статистике*. Ф-ции распределения в (7) нормированы так, что они дают вероятность нахождения частиц в данном состоянии (см. [14—16]).

Лит.: 1) Больцман Л., Лекции по теории газов, пер. с нем., М., 1953; 2) Jeans J. H., The dynamical theory of gases, 4 ed., Camb., 1925; 3) Чепмен С. и Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; 4) Grad H., Principles of the kinetic theory of gases, в кн.: Handbuch der Physik, Bd 12, B.—[u. a], 1958; 5) Waldmann L., Transporterscheinungen in Gasen von mittlerem Druck, там же; 6) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; 7) Green M. S., «J. Chem. Phys.», 1956, v. 25, № 5, p. 832; 8) Kirkwood J. G., там же, 1947, v. 15, № 1, p. 72; 9) Карлеман Т., Математические задачи кинетической теории газов, пер. с франц., М., 1960; 10) Ландау Л. Д., «ЖЭТФ», 1937, т. 7, вып. 2, с. 203; 11) Landshoff R., «Phys. Rev.», 1949, ser. 2, v. 76, № 7, p. 906; 12) Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 1, М., 1958; 13) Власов А. А., «ЖЭТФ», 1938, т. 8, вып. 3, с. 291; 14) Uehling E. A., Uhlenbeck G. E., «Phys. Rev.», 1933, ser. 2, v. 43, № 7, p. 552; 15) Боголюбов Н. Н. и Гуров К. П., «ЖЭТФ», 1947, т. 17, вып. 7, с. 614; Климонтович Ю. Л., Силин В. П., там же, 1952, т. 23, вып. 2 (8), с. 151—60.

Д. Н. Зубарев, С. В. Тябликов.

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ — энергия механич. системы, зависящая от скоростей движения ее точек. К. э. *материальной точки* T измеряется половиной произведения массы m этой точки на квадрат ее скорости v, т. е. $T = {}^1/_2 mv^2$. К. э. механич. системы равна арифметич. сумме К. э. всех ее точек: $T = \sum_k {}^1/_2 mv_k^2$. Выражение К. э. системы можно еще представить в виде $T = {}^1/_2 Mv_c^2 + T_c$, где M — масса всей системы, v_c — скорость центра масс, T_c — К. э. системы в системе отсчета, движущейся поступательно вместе с центром масс.

К. э. твердого тела, движущегося поступательно, вычисляется так же, как К. э. точки, имеющей массу, равную массе всего тела. Формулы для вычисления К. э. для тела, вращающегося вокруг неподвижной оси или точки, см. *Вращательное движение*, а для тела, произвольно перемещающегося в пространстве, — *Движение свободного тела*.

Изменение К. э. системы при ее перемещении из положения (конфигурации) *1* в положение *2* происходит под действием приложенных к системе внешних и внутр. сил и равно сумме работ A_k^l и A_k^i этих сил на данном перемещении: $T_2 - T_1 = \sum_k A_k^l + \sum_k A_k^i$. Это равенство выражает теорему об изменении К. э., с помощью к-рой решаются многие задачи динамики.

При скоростях, близких к скорости света, К. э. материальной точки

$$T = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - m_0c^2,$$

где m_0 — масса покоящейся точки, c — скорость света в вакууме (m_0c^2 — энергия покоящейся точки). При малых скоростях ($v \ll c$) последнее соотношение переходит в обычную ф-лу $^1/_2\, mv^2$. См. также *Энергия, Энергии сохранения закон.*

Лит. см. при ст *Динамика* *С. М. Тарг.*

КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ. Если система находится в термодинамически неравновесном состоянии, так что в ней имеются градиенты темп-ры, концентрации, химич. потенциала и пр., объединяемые общим термином обобщенных термодинамич. сил x_i, то в ней возникают необратимые явления, напр. поток тепла, диффузионный поток, электрич. ток, химич. реакции и т. д., обозначаемые общим термином «потоки» J_i.

В том случае, если отклонение системы от состояния статистич. равновесия невелико, то потоки и обобщенные силы связаны линейными соотношениями:

$$J_i = \sum_{k=1}^{n} L_{ik} x_k \quad (i = 1, 2, \ldots, n) \qquad (1)$$

(напр., $x_1 = -\nabla \frac{\mu}{T}$, $x_2 = \nabla \frac{1}{T}$, где T — темп-ра, μ — химич. потенциал, J_1 — поток частиц, J_2 — поток энергии).

Коэфф. L_{ik} наз К. к. (или феноменологическими коэффициентами). Линейные соотношения между потоками и силами (1) следуют из 1-го приближения для ф-ции распределения молекул в *кинетической теории газов*, но имеют более широкую область применимости, напр. для конденсированных сред, когда кинетич. ур-ние, вообще говоря, не применимо. В термодинамике необратимых процессов соотношение (1) принимается за исходное.

К. к. L_{ik} для нек-рых систем можно вычислить теоретически решением кинетич. ур-ния (напр., для газов малой плотности, фононов в твердом теле). Однако для многих систем это пока не удается сделать (напр., для жидкости), и для них К. к. определяют экспериментально; с этим и связано 2-е назв. К. к. — феноменологич. коэффициенты. Коэфф. L_{ik} удовлетворяют соотношениям симметрии или соотношениям взаимности Л. Онсагера

$$L_{ik} = L_{ki}, \quad i, k = 1, 2, \ldots, n. \qquad (2а)$$

если нет магнитного поля. Если на систему действуют магнитные поля $\boldsymbol{H}$ или она обладает угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$, то принцип симметрии Онсагера имеет вид

$$L_{ik}(\boldsymbol{H}) = L_{ki}(-\boldsymbol{H}), \quad L_{ik}(\boldsymbol{\Omega}) = L_{ki}(-\boldsymbol{\Omega}). \qquad (2б)$$

Соотношения (2а, б) являются следствием симметрии *гамильтониана* системы относительно замены знака времени $t \to -t$ при одновременном изменении знака магнитного поля $\boldsymbol{H}$ (или $\boldsymbol{\Omega}$).

Потоки (1) связаны с возрастанием энтропии S за единицу времени

$$\dot{S} = \sum_i J_i \dot{x}_i \geqslant 0, \qquad (3)$$

где точка означает дифференцирование по времени, а x_i и J_i — соответственно обобщенные силы и сопряженные им потоки. Соотношения (1)—(3) являются основными в термодинамике необратимых процессов [1].

Если в системе имеют место градиенты химич. потенциала и темп-ры, то термодинамич. силы равны $x_1 = -\nabla \frac{\mu}{T}$, $x_2 = \nabla \frac{1}{T}$ и потоки частиц J_N и энергии J_U равны

$$J_N = -L_{11}\nabla \frac{\mu}{T} + L_{12}\nabla \frac{1}{T},$$

$$J_U = -L_{21}\nabla \frac{\mu}{T} + L_{22}\nabla \frac{1}{T}, \qquad (4)$$

где $L_{21} = L_{12}$ (при $\boldsymbol{H} = 0$). Если темп-ра постоянна $\nabla T = 0$, то, обозначая через n плотность числа частиц, получим поток диффузии

$$J_N = -\frac{L_{11}}{T}\nabla\mu = -D\nabla n, \qquad (5)$$

где

$$D = \frac{L_{11}}{T}\frac{\partial\mu}{\partial n} \qquad (6)$$

наз. коэфф. диффузии [соотношение (5) иногда наз. законом Фика]. Если $\nabla\mu = 0$, то поток энергии равен

$$J_U = -\left(L_{21}\frac{\partial}{\partial T}\frac{\mu}{T} + \frac{L_{22}}{T^2}\right)\nabla T = -\varkappa\nabla T, \qquad (7)$$

где

$$\varkappa = L_{21}\frac{\partial}{\partial T}\frac{\mu}{T} + \frac{L_{22}}{T^2}, \qquad (8)$$

наз. коэфф. теплопроводности [соотношение (7) иногда наз. законом Фурье]. Из соотношения (4) следует, что градиент темп-ры приводит к потоку термодиффузии J_N (в конденсированной фазе это явление наз. эффектом Соре):

$$J_N = \rho D'_{12} c_1 (1 - c_1)\nabla T, \qquad (9)$$

где D_{12} — коэфф. термодиффузии, c_1 — концентрация, ρ — плотность. Явление, обратное термодиффузии (возникновение потока энергии вследствие градиента плотности), наз. эффектом Дюфура.

Если рассмотреть перенос импульса, то для компонент тензора вязкого напряжения P_{ik} получим

$$P_{ik} = \eta\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\operatorname{div}\boldsymbol{v}\,\delta_{ik}\right) + \zeta\delta_{ik}\operatorname{div}\boldsymbol{v}, \qquad (10)$$

где $\eta > 0$ — коэфф. вязкости (или внутр. трения), а $\zeta > 0$ — коэфф. 2-й вязкости. Величины η, ζ также являются К. к. Для плоского потока, параллельного оси z, со скоростью, зависящей только от x, вязкое напряжение определяется ф-лой $P = \eta\frac{\partial v_z}{\partial x}$.

К. к. диффузии, вязкости, теплопроводности для газов можно приближенно оценить с помощью элементарной кинетич. теории, основанной на понятии средней *длины свободного пробега* l: $D_{12} = {}^1/_2 u_1 l_1 \bar{c}_1 = {}^1/_2 u_2 l_2 \bar{c}_2$, где l_i — средний свободный пробег и $\bar{c}_i$ — средняя скорость молекул сорта i; u_i — численный множитель порядка единицы; $\eta = {}^1/_2 u\rho l\bar{c}$, где $\bar{c}$ — средняя скорость, $\rho = nm$ — плотность, u — численный множитель порядка единицы; $\varkappa = {}^1/_2 \rho\bar{c}u'C_v$, где C_v — теплоемкость при постоянном объеме, u' — множитель порядка единицы.

Более последовательное вычисление К. к. требует решения *кинетического уравнения Больцмана* для ф-ции распределения и позволяет определить численные коэфф. u_1, u_2, u, u' [2].

В металлах К. к. электропроводности и теплопроводности определяются из решения кинетич. ур-ния Блоха для ф-ции распределения электронов в металле [4, 5]. В непроводящих кристаллах коэфф. теплопроводности определяется из решения кинетич. ур-ния Пайерлса для ф-ции распределения фононов [6]. К. к. переноса лучистой энергии определяются также из решения уравнения переноса типа кинетического [7].

Теоретически наибольшие трудности представляет определение К. к. в жидкостях. Попытки оценить их,

исходя из цепочки ур-ний для *корреляционных функций*, сделаны Кирквудом [8]; при этом удается получить лишь правильный порядок величин.

Если в системе имеются химич. реакции, то соотношения (1) также справедливы. В этом случае термодинамич. силой является «сродство» между реагирующими молекулами. Напр., для двух мономолекулярных реакций между тремя веществами a, b, c ($b \rightleftarrows c$; $c \rightleftarrows a$) термодинамич. силы (сродство) равны: $A_1 = \mu_b - \mu_c$; $A_2 = \mu_c - \mu_a$ и соотношения (1) имеют вид

$$J_1 = L_{11}A_1 + L_{12}A_2; \quad J_2 = L_{21}A_1 + L_{22}A_2, \qquad (11)$$

где J_i — скорость реакции i, L_{ik} — К. к. В химии линейные соотношения справедливы лишь в узкой области реакций, когда сродство $A_i \ll RT$, где R — газовая постоянная. За последнее время разрабатывается общая статистич. теория явлений переноса [9]; К. к., согласно этой теории, можно выразить через временные корреляционные ф-ции между потоками J_k и J_m с помощью соотношения

$$L_{km} = \int_0^\beta \int_0^\infty \langle J_k J_m(t + i\hbar\tau) \rangle \, d\tau \, dt, \qquad (12)$$

где $\beta = 1/kT$, $J_m(t) = \exp(iHt/\hbar) J_m \exp(-iHt/\hbar)$ — *Гейзенберга представление* для оператора потока J_m и $\langle \ldots \rangle$ означает усреднение по равновесному распределению Гиббса: $\langle \ldots \rangle = Q^{-1}\mathrm{Sp}\{\exp[-(H-\mu N)/kT]\ldots\}$. Здесь H — полный гамильтониан системы, включающий взаимодействие между частицами. Вычисление выражений (12) в общем случае представляет сложную проблему, если в системе, как, напр., в жидкости, нет такой физич. величины, к-рую можно было бы принять за малый параметр. В газах таким малым параметром является плотность, т. е. отношение «объема» молекулы к среднему объему, приходящемуся на одну молекулу.

Лит.: 1) Гроот С. Р., Термодинамика необратимых процессов, [пер. с англ.], М., 1956; 2) Чепмен С. и Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; 3) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; 4) Бете Г. и Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.—М., 1938; 5) Зейтц Ф., Современная теория твердого тела, пер. с англ., М.—Л., 1949; 6) Пайерлс Р. Е., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956; 7) Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, пер. с англ., М., 1953; 8) Kirkwood J. G., «J. Chem. Phys.», 1947, v. 15, № 1, p. 72; Kirkwood J. G., Buff F. P., Green M. S., там же, 1949, v. 17, № 10, p. 988; Zwanzig R. W. [a. o.], там же, 1953, v. 21, p. 2050; 9) Мори Н., «Phys. Rev.», 1958, v. 112, № 6, p. 1829; его же, там же, 1959, v. 115, № 2, p. 298; Kubo R., Jokota M., Nakajima S., «J. Phys. Soc. Japan», 1957, v. 12, № 11, p. 1203; Зубарев Д. Н., «ДАН СССР», 1961, т. 140, № 1, с. 92.

К. П. Гуров, Д. Н. Зубарев.

КИНЕТИЧЕСКИЙ МОМЕНТ — см. *Момент количества движения.*

КИНЕТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ — см. *Лагранжа функция.*

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА — интегро-дифференциальное ур-ние, к-рому удовлетворяют неравновесные одночастичные ф-ции распределения системы из большого числа частиц (напр., ф-ции распределения молекул газа $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$ по скоростям $\boldsymbol{v}$ и координатам $\boldsymbol{r}$, ф-ции распределения электронов в металле, фотонов, фононов и т. д.).

К. у. Б. — основное ур-ние микроскопич. теории необратимых процессов, позволяет вычислять *кинетические коэффициенты* и получать макроскопич. ур-ния для различных процессов переноса (напр., *вязкости*, *диффузии*, *теплопроводности*). К. у. Б. в узком смысле слова наз. кинетич. ур-ние для газов малой плотности. Различные обобщения К. у. Б., напр. для квантовых газов, электронов в металле, фононов в кристаллич. решетке, иногда также наз. К. у. Б., однако чаще просто кинетич. ур-ниями или ур-ниями переноса.

К. у. Б. представляет собой ур-ние баланса частиц в элементе фазового объема $dvdr$ ($dv = dv_x dv_y dv_z$, $dr = dxdydz$) и выражает тот факт, что изменение ф-ции распределения частиц $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$ со временем происходит вследствие движения их под влиянием внешнего поля сил и вследствие столкновений между частицами.

Для газа, состоящего из частиц одного сорта, К. у. Б. имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left(\boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}}\right) + \frac{1}{m}\left(\boldsymbol{F}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}}\right) = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}}, \qquad (1)$$

где $f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}, t)$ — одночастичная ф-ция распределения, нормированная так, что $f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}, t)\, dvdr$ дает среднее число частиц в элементе фазового объема $dvdr$ ок. точки $\boldsymbol{v}$, $\boldsymbol{r}$; $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}, t)$ — сила, действующая на частицу (может также зависеть от скорости); $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}}$ — изменение ф-ции распределения вследствие столкновений (интеграл столкновений). 2-й и 3-й члены ур-ния (1) представляют изменение ф-ции распределения при движении частиц без столкновений.

Изменение ф-ции распределения под влиянием столкновений складывается из уменьшения ее вследствие столкновений, при к-рых частицы покидают данный элемент фазового объема $dvdr$ (прямые столкновения), и возрастания ее в результате обратных столкновений, когда частицы поступают в данный элемент фазового объема. Если рассматривать акт столкновения по законам классич. механики и считать, что нет корреляции между динамич. состояниями сталкивающихся молекул, то получается К. у. Б. (1), где (см. [1]—[3])

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = \int (f'f_1' - ff_1)\, u\, \sigma(u, \vartheta)\, d\Omega\, dr_1; \qquad (2)$$

в (2) $f = f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$, $f_1 = f(\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{r}, t)$, $f' = f(\boldsymbol{v}', \boldsymbol{r}, t)$, $f_1' = f(\boldsymbol{v}_1', \boldsymbol{r}, t)$; $\boldsymbol{v}$, $\boldsymbol{v}_1$ — скорости частиц до столкновения, $\boldsymbol{v}'$, $\boldsymbol{v}_1'$ — скорости тех же частиц после столкновения, $\boldsymbol{u} = (\boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}_1)$ — относит. скорость сталкивающихся частиц, $\sigma(u, \vartheta)$ — дифференциальное эффективное сечение рассеяния частиц на телесный угол $d\Omega$ в лабораторной системе координат. Напр., для жестких упругих сфер по классич. механике $\sigma = (a_1 + a_2)^2 \cos\vartheta$, где a_1, a_2 — радиусы молекул, ϑ — угол между относит. скоростью и линией центров; для частиц, взаимодействующих по закону центральных сил, $\sigma d\Omega = bdbd\varepsilon$, где b — прицельный параметр, ε — азимутальный угол линии центров. Заметим, что *Максвелла распределение* обращает в нуль интеграл столкновений (2).

К. у. Б. учитывает только парные столкновения между молекулами; оно справедливо лишь в том случае, если длина свободного пробега молекул значительно больше линейных размеров области, в к-рой происходит столкновение (для газа из упругих сфер эта область порядка диаметра частиц). Поэтому К. у. Б. применимо для не слишком плотных газов. Иначе будет несправедливо основное предположение об отсутствии корреляции между состояниями сталкивающихся молекул.

При более строгом подходе для построения кинетич. ур-ния исходят из ур-ния Лиувилля для плотности распределения всех молекул газа в фазовом пространстве (Н. Н. Боголюбов [4]). Из этого ур-ния получают систему ур-ний для ф-ций распределения одной, двух и т. д. молекул, к-рую затем решают разложением по степеням плотности частиц с использованием граничного условия ослабления корреляции, заменяющего гипотезу молекулярного хаоса. Близкий к этому метод для построения К. у. Б. был предложен М. Грином. Другая попытка обоснования К. у. Б. принадле-

жит Дж. Кирквуду, к-рый исходил из аналогии с *броуновским движением* и пользовался сглаживанием ф-ции распределения по времени.

Кинетическая теория газов основана на решении К. у. Б. при различных предположениях о силах взаимодействия между частицами. В результате получают выражения для кинетич. коэффициентов через постоянные молекулярных взаимодействий. Методы решения К. у. Б. см. в [1—3]. Математич. вопросы, связанные с К. у. Б., см. в [8]. К. у. Б. применяют также к ионизованным газам (напр., плазме [1, 4—7]). При этом возникают нек-рые трудности, связанные с далеким характером кулоновских сил.

Для квантовых газов в К. у. Б. нужно ввести эффективные сечения, рассчитанные по *квантовой механике*; если сталкиваются одинаковые частицы, нужно учитывать их неразличимость; кроме того, нужно принять во внимание, что вероятность столкновения зависит не только от произведения ф-ций распределения сталкивающихся частиц, но и от ф-ций распределения частиц после столкновения (эти множители появляются при вычислении матричных элементов от энергии взаимодействия в представлении вторичного квантования). Для фермионов в результате этого вероятность столкновения будет уменьшаться, для бозонов — увеличиваться. Оператор столкновения в квантовом случае принимает вид [9—11]

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = \frac{g}{h^3}\int \{f'f'_1(1 \mp f)(1 \mp f_1) - ff_1(1 \mp f')(1 \mp f'_1)\}\, u\,\sigma(u, \vartheta)\, d\Omega\, dp_1, \qquad (3)$$

где знак минус соответствует *Ферми—Дирака статистике*, а знак плюс—*Бозе—Эйнштейна статистике*, g — статистич. вес состояния (для частиц без спина $g = 1$ и $g = 2$ для частиц со спином $^1/_2$), h — постоянная Планка, $\boldsymbol{p}$ — импульс частицы. Ф-ции распределения f нормированы так, что $f(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r})$ представляет среднее число частиц с импульсом $\boldsymbol{p}$, находящихся в точке $\boldsymbol{r}$, следовательно, нормировка f в (3) и (2) отличается множителем gm^3/h^3. Заметим, что равновесные ф-ции распределения Ферми и Бозе обращают в нуль оператор столкновения (3).

Важным частным случаем является кинетич. ур-ние для нейтронов, к-рые рассеиваются и замедляются ядрами среды. В этом случае внешних сил нет и в ур-нии (1) надо положить $\boldsymbol{F} = 0$. Плотность нейтронов обычно мала, поэтому можно пренебречь столкновениями между ними и учитывать лишь их столкновения с ядрами среды (см. *Диффузия нейтронов*, *Замедление нейтронов*).

Перенос плотности потока излучения в среде с поглощением в стационарном случае, когда коэфф. поглощения и плотность зависят лишь от координаты x, описывается ур-нием переноса или кинетич. ур-нием

$$\mu\frac{dI}{d\tau} = I - \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} I(\mu, \tau)\, d\mu, \qquad (4)$$

где $I = I(\mu, \tau)$ — интенсивность излучения, $\mu = \cos\theta$, θ — угол между направлением потока излучения и внешней нормалью, $d\tau = k\rho dx$, dx — элемент геометрической глубины, отсчитываемой в глубь среды, ρ — плотность, τ — приведенная глубина, k — коэфф. непрерывного поглощения. Теория прохождения излучения через поглощающее вещество, имеющая значение для теоретич. астрофизики [12], основана на решении ур-ния (4).

Процессы переноса, связанные с движением электронов в металле, также можно исследовать с помощью кинетич. ур-ния. В отсутствие колебаний решетки электроны свободно распространяются в металле и описываются плоскими волнами, модулированными с периодом решетки $\psi_{k,\,l}$, где $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, l — номер энергетич. зоны. Тепловое движение атомов решетки нарушает периодичность и приводит к рассеянию электронов (столкновения между электронами и фононами). Ф-ция распределения электронов $n(\boldsymbol{k}, l)$ удовлетворяет т. н. уравнению Блоха, к-рое имеет форму (1), где $\boldsymbol{F} = e\{\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}, \boldsymbol{H}]\}$ ($\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$—напряженности электрического и магнитного полей), а интеграл столкновения имеет вид [13, 14]

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = \sum_{k',\,l',\,\sigma} |(\boldsymbol{k}'l' \mid A \mid \boldsymbol{k}l\,\sigma)|^2\,\delta(E' - E - \hbar\omega) \times \times \{(N+1)\,n'(1-n) - Nn(1-n')\}, \qquad (5)$$

где $n = n(\boldsymbol{k}, l), n' = n(\boldsymbol{k}', l')$, $\boldsymbol{k}, l$ и $\boldsymbol{k}'$, l' — волновой вектор и номер зоны электрона до и после столкновения, $N = N(\boldsymbol{f}, \sigma)$ — ф-ция распределения фононов, $\boldsymbol{f}$, σ — волновой вектор и поляризация фононов, $\delta(x)$ — дельта-ф-ция Дирака, $(\boldsymbol{k}'\,l' \mid A \mid \boldsymbol{k}l\sigma)$ — матричные элементы перехода электрона из состояния $\boldsymbol{k}$, l, в $\boldsymbol{k}'$, l', к-рые оценивают исходя из определенных гипотез о механизме взаимодействия электронов с решеткой (напр., гипотеза жестких ионов, деформируемых ионов и т. д.). Ур-ние (5) получено в предположении, что время свободного пробега значительно больше неопределенности для времени столкновения $\hbar/kT$. На его решении основана теория электропроводности, термоэлектрических и *гальваномагнитных явлений* в металлах.

Приведенные выше кинетич. ур-ния (1)—(3) основаны на представлении о парных столкновениях между частицами. Если плотность частиц в системе не мала и понятие длины свободного пробега теряет смысл, то обычное кинетическое ур-ние уже не применимо, но оказывается возможным другой подход, основанный на рассмотрении корреляционных функций [15].

В нек-рых случаях конденсированных систем, когда известен характер теплового движения, можно также построить кинетич. ур-ние, но уже не для частиц, а для элементарных возбуждений. Например, теория процессов переноса энергии в кристаллич. решетке основана на ур-нии такого типа. В 1-м приближении тепловое движение в кристаллах описывается свободно распространяющимися фононами — квантами нормальных колебаний решетки. Такое представление справедливо, если в выражении для потенциальной энергии ограничиться квадратичными членами относительно смещений атомов из положений равновесия. Учет членов 3-й степени приводит к возможности столкновений между фононами. В результате ф-ция распределения фононов $N(f, \sigma)$ будет изменяться во времени согласно ур-нию [14]:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = -\frac{\hbar}{32\,\pi^2\rho}\int df'\left\{\sum_{s',\,s''} |b(fs; f's'; s'')|^2\,\omega\omega'\omega''\times \times\delta(\omega+\omega'-\omega'')\,[(N+1)(N'+1)N'' - NN'(N''+1)] + \sum_{s',\,s''}\frac{1}{2}|b(fs, f's'; s'')|^2\,\omega\omega'\omega''\,\delta(\omega-\omega'-\omega'')\times \times[(N+1)N'N'' - N(N'+1)(N''+1)]\}, \qquad (6)$$

где $N = N(f, s)$, $N' = N(f', s')$, $N'' = N(f'', s'')$, $\omega = \omega(f, s)$, $\omega' = \omega(f', s')$, $\omega'' = \omega(f'', s'')$, f — волновой вектор фонона, s — его поляризация, ρ — плотность, $b(fs; f's'; s'')$ — коэффициент при кубич. членах в разложении потенциальной энергии кристалла по отклонениям атомов из положений равновесия, выраженным через нормальные координаты. Ур-ние (6) описывает тройные столкновения фононов с уничтожением двух фононов и рождением одного

и обратные им процессы. Оно справедливо, если время жизни фонона значительно больше неопределенности во времени столкновения.

Из рассмотрения движения фононов в волновом пакете с волновым вектором f, поляризацией s и координатой r следует, что изменение их числа, обусловленное движением, равно $(v\frac{\partial N}{\partial r})$, где v — групповая скорость, равная $\frac{\partial\omega(f,s)}{\partial f}$. Следовательно, кинетич. ур-ние для фононов (т. н. уравнение Пайерлса) имеет вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t}+\left(\frac{\partial\omega}{\partial f}\frac{\partial N}{\partial r}\right)=\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{ст}}. \quad (7)$$

На решении этого ур-ния основана теория теплопроводности непроводящих кристаллов [14].

Решение кинетич. ур-ний является математически сложной задачей. Для нек-рых задач оказывается достаточным простое приближение:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}}=-(f-f_0)/\tau_c, \quad (8)$$

где f_0 — ф-ция распределения при тепловом равновесии, $\tau_c=\tau_c(r,v)$ — время релаксации. Если внешние силы внезапно исчезают, то из (1) и (8) следует, что если считать $\tau=\text{const}$, то функция распределения $f(t)$ принимает равновесное значение f_0 за время порядка времени релаксации τ, так как $f(t)-f_0=[f(0)-f_0]\exp(-t/\tau)$. Величину τ_c можно оценить с помощью оператора столкновений [16].

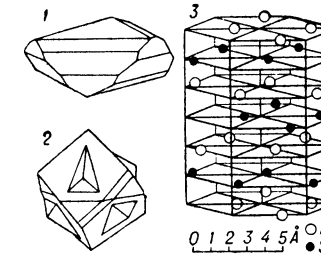
Кинетич. ур-ние применимо также к процессам, в к-рых частицы претерпевают взаимные превращения, напр. в теории ливней, образующихся при попадании космич. частиц больших энергий в атмосферу. В этом случае кинетич. ур-ния составляются как система двух ур-ний баланса для заряженных частиц и фотонов в данном интервале энергии. Эти ур-ния выражают тот факт, что изменение ф-ции распределения заряженных частиц и фотонов происходит вследствие образования пар заряженных частиц фотонами и испускания заряженными частицами фотонов в виде тормозного излучения в поле ядер. На решении этих ур-ний основана каскадная теория ливней [17].

Лит.: 1) Чепмен С. и Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; 2) Grad H., Principles of the kinetic theory of gases, в кн.: Handbuch der Physik, Bd 12, B. — [u. a.], 1958; 3) Waldmann L., Transporterscheinungen in Gasen von mittlerem Druck, там же; 4) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; 5) Ландау Л. Д., «ЖЭТФ», 1937, т. 7, вып. 2, с. 203; 6) Власов А. А., «ЖЭТФ», 1938, т. 8, вып. 3, с. 291; 7) Климонтович Ю. Л., Силин В. П., «УФН», 1960, т. 70, вып. 2, с. 247; 8) Карлеман Т., Математические задачи кинетической теории газов, пер. с франц., М., 1960; 9) Uehling A. E., Uhlenbeck G., «Phys. Rev.», 1933, v. 43, № 7, p. 552; 10) Боголюбов Н. Н., Гуров К. П., «ЖЭТФ», 1947, т. 17, вып. 7, с. 614; 11) Irving J. H., Zwanzig R. W., «J. Chem. Phys.», 1951, v. 19, p. 1173; 12) Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, пер. с англ., М., 1953; 13) Бете Г. и Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.—М., 1938; 14) Пайерлс Р. Е., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956; 15) Mori H., «Phys. Rev.», 1958, v. 112, № 6, p. 1829; 16) Гуревич Л. Э., Основы физической кинетики, М.—Л., 1940; 17) Беленький С. З., Лавинные процессы в космических лучах, М.—Л., 1948.

Д. Н. Зубарев.

КИНЕТОСТАТИКА — раздел механики, в к-ром рассматриваются способы решения динамич. задач с помощью аналитич. или графич. методов статики. В основе К. лежит *Д'Аламбера принцип*, согласно к-рому ур-ния движения тел можно составлять в форме ур-ний статики, если к фактически действующим на тело силам и реакциям связей присоединить силы инерции. Методы К. находят применение при решении многих динамич. задач, особенно в динамике машин и механизмов.

КИНОВАРЬ (циннабарит) — минерал, сернистая ртуть HgS. Кристаллизуется в тригонально-трапецоэдрич. виде симметрии, образуя мелкие таблитчатые ромбоэдрич. кристаллы (рис., *1*) или двойники по (0001) (рис., *2*). Структурный тип — деформированный NaCl. Структура кристаллич. решетки сложная, с послойным чередованием групп ионов Hg и S. Ионы Hg занимают положения гранецентрированной кубич. решетки, а ионы S в каждом последующем слое смещены так, что являются зеркальным отражением от предыдущего, имея общую зеркально-поворотную ось симметрии 3-го порядка (рис., *3*).



Киноварь: *1* — кристалл, *2* — двойник; *3* — кристаллическая решетка.

Пространственная группа D_3^1—$C3_12$ или D_3^6 — $C3_22$. Параметры элементарной ячейки $a=4{,}160$ Å, $c=9{,}540$ Å, количество молекул в ячейке $M=3$. Твердость по Моосу 2—2,5. Уд. вес 8,1—8,2 *г/см*^{3}, цвет кошенильно-красный, блеск алмазный. Спайность ясная по призме $(10\bar{1}0)$. Показатели преломления для различных длин волн:

λ (mμ)	598,5	607,5	612,7	623,9	672	690,7	718,8	762
N_o	2,905	2,884	2,876	2,862	2,814	2,799	2,780	2,756
N_e	3,256	3,233	3,224	3,205	3,143	3,121	3,095	3,065

Обладает чрезвычайно высокой оптич. активностью. Уд. вращение плоскости поляризации 560°/*мм* для 589 mμ, т. е. в 15 раз выше, чем у кварца. Полупроводник. Ширина запрещенной зоны $\Delta E=2$ *эв*. Обладает пьезоэлектрич. свойствами. Важнейшая руда для получения ртути. К. имеет кубич. полиморфную модификацию — метациннабарит (структура цинковой обманки). Пространственная группа T_d^2. Параметр ячейки $a=5{,}84$ Å, число молекул в ячейке $M=4$.

Лит.: Дэна Дж. Д. [и др.], Система минералогии, пер. с англ., т. 1, полутом 1, М., 1951, с. 300—304.

М. О. Клия.

КИНОСЪЕМКА научная применяется не только для многократного воспроизведения на экране общей картины исследуемого явления или процесса с целью изучения его протекания в целом, но и для покадровой расшифровки последовательных изображений с измерением перемещений и других изменений объекта съемки или его элементов. Кинопроекция научных киноматериалов осуществляется при помощи кинопроекторов, обеспечивающих высокую точность стояния кадра на экране и позволяющих осуществлять проекцию с различной частотой как передним, так и обратным ходом, а также и проекцию остановленного кадра. Для покадровой расшифровки применяются спец. кинодешифраторы: покадровые проекционные устройства с возможностью проекции в различных масштабах одиночных кадров на небольшой экран, снабженный координатной сеткой и устройствами для отсчета положений точек изображения. Покадровая расшифровка возможна также с обычным кинопроектором с механизмом покадрового перемещения пленки, с фильмоскопом, аппаратурой для чтения микрофотокопий текстов и даже обычным фотоувеличителем.

К., так же как и *фотография* научная, может производиться с вспомогательными оптич. устройствами: телескопом, микроскопом, стереонасадками,

теневыми установками (см., напр., *Аэродинамический эксперимент*), а также в невидимых лучах спектра, с применением *электронно-оптических преобразователей* и др. К. с нормальной частотой (16 или 24 *кадр/сек*) широко используется для регистрации единичных процессов и явлений, протекающих в темпе, позволяющем осуществлять также и их визуальное наблюдение, т. е. таких, у к-рых угловые скорости перемещения элементов находятся в пределах от 15—20 угловых секунд в 1 *сек* до 1,4—3,5 градуса в 0,01 *сек*. Очень распространена К., производимая с частотой, отличной от нормальной (см. *Киносъемка замедленная*, *Киносъемка скоростная*). Возможность изменения масштаба времени на экране, т. е. отношения частоты съемки к частоте проекции, является одним из наиболее существенных преимуществ К. перед др. методами научного исследования.

Лит.: 1) Кудрявцев Н. Н., Киносъемка в науке и технике, М., 1960; 2) Преображенский С. Н., Кино как метод научного исследования, М., 1948; 3) Тихонов М., Кино на службе науки, М., 1954. *В. Г. Пелль.*

КИНОСЪЕМКА ЗАМЕДЛЕННАЯ (цейтраферная) — киносъемка с частотой, меньшей, чем стандартная частота кинопроекции (16 или 24 *кадр/сек*). При помощи К. з. осуществляется возможность кинематографич. регистрации медленно протекающих процессов и явлений (рост кристаллов, медленные химич. реакции, движения микроорганизмов, медленное разрушение образцов, диффузионные процессы и т. д.) с последующим рассматриванием изображений на экране. Явление протекает на экране быстрее, чем оно протекало в действительности, во столько раз, во сколько частота кинопроекции больше, чем частота К. з. При незначительном замедлении (в 2—3 раза), т. е. при К. з. с частотой от 8 до 24 *кадр/сек*, получение нужной частоты осуществляется регулированием скорости вращения двигателя камеры. При К. з. с частотой прибл. от 0,05 до 8 *кадр/сек* применяется спец. редуктор, устанавливаемый между двигателем и механизмом киносъемочной камеры и снижающий скорость вращения последнего до необходимого значения. При этом, как и в 1-м случае, двигатель работает непрерывно. Если интервалы времени между съемкой смежных кадров должны быть больше 15—25 *сек*, то применяется покадровый (цейтраферный) режим работы, при к-ром используется спец. покадровый электродвигатель, сцепляемый с покадровой осью механизма камеры и снабженный спец. блокирующим устройством (контакт вращающегося коммутатора), к-рое позволяет механизму сделать только один оборот после каждого поступления импульса от датчика, связанного со спец. часами и настраиваемого в соответствии с необходимым режимом съемки. Помимо описанных устройств, применяются также и чисто механические со сложными регулируемыми редукторами, работающими с синхронным электродвигателем.

Лит. см. при ст. *Киносъемка научная.* *В. Г. Пелль.*

КИНОСЪЕМКА СКОРОСТНАЯ — киносъемка с частотой, большей, чем стандартная частота кинопроекции (16 или 24 *кадр/сек*). К. с. дает возможность кинематографич. регистрации быстротечных процессов и явлений с последующим рассматриванием изображений на экране; причем явление на экране протекает медленнее, чем оно протекало в действительности, во столько раз, во сколько частота К. с. больше, чем частота кинопроекции. Степень замедления наз. масштабом времени. К. с. производится при помощи специальных киносъемочных камер и т. н. скоростных фоторегистраторов [1], не всегда, однако, позволяющих получить впоследствии материал, пригодный для кинопроекции (см. ниже).

К. с. с частотой до 150—300 *кадр/сек* осуществляется кинокамерами со скачковым движением пленки, имеющими специальные, т. н. скоростные, грейферные механизмы. Дальнейшее увеличение частоты К. с. при скачковом движении пленки ограничивается ее механич. прочностью и износоустойчивостью механизма. К. с. с частотой до 300 *кадр/сек* применяется при исследованиях сравнительно медленных процессов (движения животных и человека, обтекание тел водными потоками, движение элементов нек-рых механизмов и др.) [2, 3].

К. с. с большей частотой осуществляется спец. кинокамерами, в к-рых пленка перемещается непрерывно, а для устранения смазывания изображения, неподвижного относительно движущейся пленки, применяются устройства оптич. выравнивания, перемещающие изображение во время экспонирования в направлении движения пленки с такой скоростью, что изображение и пленка относительно друг друга неподвижны. Наиболее распространены устройства с вращающейся стеклянной призмой (рис. 1) (скоростные киносъемочные камеры типа СКС-1, Фастэкс, Уоддел) и с вращающимся зеркальным барабаном (цейтлупы — лупы времени — *ZL*-16 и *ZL*-1 для 16-*мм* и 35-*мм* пленки); менее широко используются системы оптич. выравнивания с движущимися линзами, обычно расположенными у края вращающегося диска. Верхний предел частоты съемки определяется максимально допустимой линейной скоростью перемещения пленки механизмом камеры (при плавном нарастании до 40—60 *м/сек*): для 35-*мм* кинопленки с нормальным кадром (шаг кадра 19 *мм*) до 2 500—3 000 *кадр/сек*: для

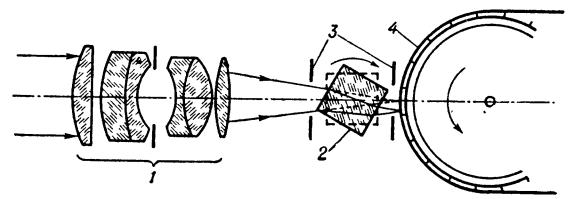


Рис. 1. Схема скоростной кинокамеры СКС-1 с устроистом оптич. выравнивания в виде призмы: *1* — съемочный объектив; *2* — вращающаяся стеклянная призма; *3* — диафрагма; *4* — вращающийся барабан, ведущий пленку.

16-*мм* кинопленки (шаг нормального кадра 7,62 *мм*) до 8 000 *кадр/сек*; для 8-*мм* кинопленки (шаг нормального кадра 3,81 *мм*) до 16 000 *кадр/сек*. Частота К. с. при той же линейной скорости перемещения пленки в камерах с оптич. выравниванием может быть повышена оптич. делением кадра, т. е. применением дополнительных оптич. систем, уменьшающих размеры каждого отдельного изображения и позволяющих разместить в пределах нормального для данной пленки кадра несколько уменьшенных. Так, в 35-*мм* киносъемочной камере *ZL*-1 макс. частота съемки при кадре нормального формата (18 *мм* × × 22 *мм*) составляет 2 000 *кадр/сек*, а при использовании сменного зеркального барабана, позволяющего разместить в пределах нормального кадра 4 уменьшенных, вытянутых по горизонту кадра с размерами 4,5 *мм* × 22 *мм*, частота съемки увеличивается до 8 000 *кадр/сек*. Если же применить дополнительную призменную приставку для деления изображения по горизонтали на 5 частей, то размеры каждого изображения становятся равными всего 4 *мм* × 4,5 *мм*, а частота съемки достигает 40 000 *кадр/сек*; при этом в пределах площади кадра, нормального для этого формата пленки, размещается 20 уменьшенных кадров. Камеры указанного типа применяются для К. с. при изучении относительно быстро перемещающихся объектов и сравнительно быстротечных явлений (работа отдельных элементов станков, механизмов и двигателей; процессы горения; свободное падение тел; движения тел в жидкостях; нек-рые явления биомеханики и т. п.) [2, 3].

К. с. с еще большей частотой осуществляется камерами, в к-рых пленка неподвижна, а изображение перемещается по ней при помощи зеркала (рис. 2),

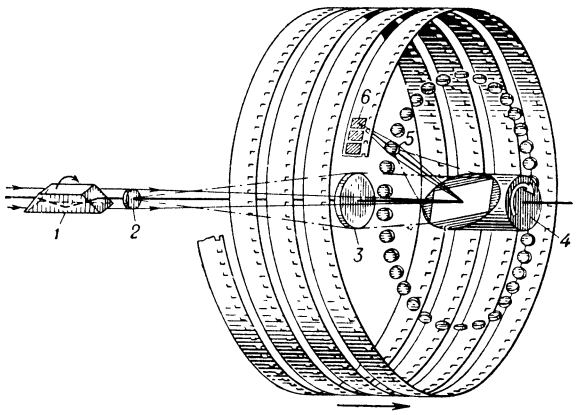


Рис. 2. Схема скоростной кинокамеры ФП-22 с неподвижной пленкой: *1* — призма Дове; *2* и *3* — оптическая система, строящая изображение на зеркале; *4* и *5* — объективы линзового пояса; *6* — изображение на кинопленке.

расположенного под углом 45° к оптич. оси объектива и вращающегося с большой скоростью вокруг этой оси; кинопленка располагается в виде кольцевой петли или неск. петель в плоскости, перпендикулярной оптической оси объектива. Для устранения вращения изображения применяется *Дове призма*, вращаемая со скоростью, вдвое меньшей, чем скорость вращения зеркала. Разделение изображения на отдельные кадры осуществляется при помощи неподвижного линзового пояса с простейшими объективами, число к-рых равно числу кадров на кольцевой петле пленки; в некоторых случаях для этой цели используется освещение объекта серией мощных световых импульсов (искровых разрядов в газе).

Частота съемки кинокамерами такого типа доходит до нескольких миллионов *кадр/сек*. Она ограничивается в основном предельно возможной скоростью вращения зеркала (часто зеркало, расположенное в вакууме, вращается воздушной или газовой турбинкой). Скорость отклонения светового пучка можно повысить также путем применения т. н. оптического редуктора (рис. 3), представляющего собой, напр., 2 наклоненных плоских зеркала, вращающихся в противоположных направлениях. Пучок света, наклонно введенный в клиновой зазор между зеркалами, после ряда отражений выходит из зазора с угловой скоростью, значительно большей, чем его скорость после однократного отражения от вращающегося зеркала. Это увеличение скорости определяется тем, что при каждом отражении от любого из зеркал пучок света поворачивается с угловой скоростью, вдвое большей угловой скорости вращения каждого зеркала. При такой схеме частота съемки доходит до неск. десятков миллионов *кадр/сек*.

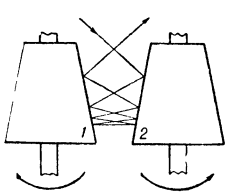


Рис. 3. Схема оптического редуктора: плоские наклонные зеркала *1* и *2* вращаются в противоположные стороны.

В скоростных фоторегистраторах (рис. 4) деление на кадры отсутствует; здесь входной объектив *1* строит изображение объекта на узкой щели *2*, к-рая вырезает из изображения узкую полоску; 2-й объектив *4* с помощью вращающегося зеркала *5* строит изображение этой полоски в фокальной плоскости, где на неподвижной пленке *6* получается т. н. регистрограмма в виде развертки. Скорость развертки — ок. 4 000 *м/сек*. В СССР выпускаются камеры ФП-22 (до 100 000 *кадр/сек* на 8-*мм* кинопленке при общем числе снимаемых кадров нормального формата — 7 600), камеры СФР-Л (до 2,5 млн. *кадр/сек* на 35-*мм* кинопленке при общем числе кадров диаметром 5 *мм*, равном 240), скоростные фоторегистраторы типа СФР (со скоростью развертки до 3 750 *м/сек* при минимальной ширине щели 0,01 *мм* на 35-*мм* кинопленке) и др.

Получение еще бо́льших частот съемки обеспечивается применением для непрерывной скоростной фоторегистрации растров. Принцип растрового метода основан на разложении изображения объекта на множество отдельных определенным образом расположенных элементов — полосок или кружков; размер каждого элемента в неск. раз меньше расстояния между соседними элементами. При съемке изображение объекта, разложенное на элементы, смещается относительно светочувствительного слоя (перемещением последнего или, чаще, с помощью одного или неск. вращающихся зеркал) так, что каждая точка светочувствительного материала экспонируется один раз одним вполне определенным элементом. В США применяются линейные светопоглощающие растры, в СССР — светосильные линзовые точечные растры. Рассматривание и печать отдельных кадров могут осуществляться в этом случае при помощи таких же растров. В реализованных отечественных

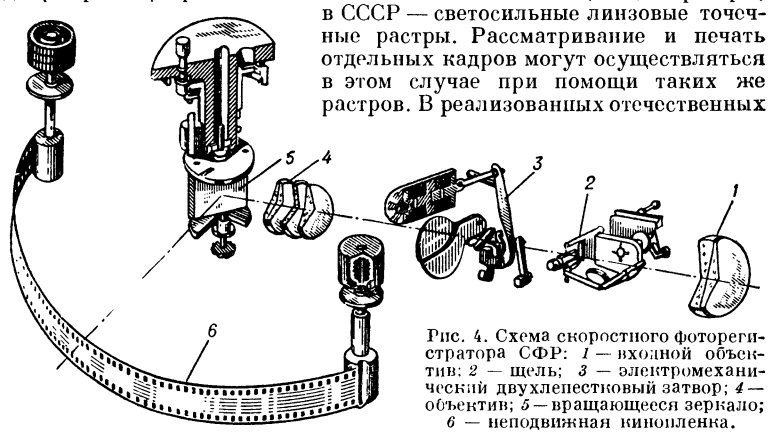


Рис. 4. Схема скоростного фоторегистратора СФР: *1* — входной объектив; *2* — щель; *3* — электромеханический двухлепестковый затвор; *4* — объектив; *5* — вращающееся зеркало; *6* — неподвижная кинопленка.

камерах типа РКС-1 (рис. 5) достигнута частота съемки в 100 млн. *кадр/сек*.

Для получения столь же высокой частоты съемки с весьма ограниченным общим числом кадров применяются также съемочные устройства с *электронно-оптическими преобразователями*, позволяющими для получения раздельных кадров перемещать изображение по экрану при одновременном усилении яркости; с помощью элек

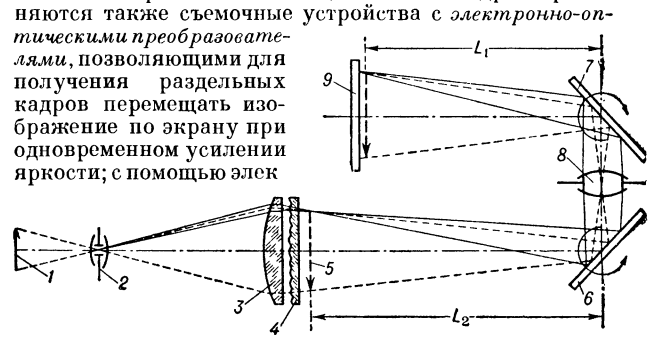


Рис. 5. Оптическая схема скоростной растровой кинокамеры РКС-1: *1* — объект съемки; *2* — съемочный объектив; *3* — линза; *4* — растр; *5* — растровое изображение; *6* и *7* — вращающиеся зеркала; *8* — промежуточный объектив; *9* — фотопластинка.

тронно-оптич. преобразователя возможно также получение фоторегистрограмм путем использования непрерывной развертки.

К. с. с частотами в неск. млн. *кадр/сек* применяется при исследовании взрывов, процессов электрич. искрового разряда, процессов в плазме, обтекания тел газовыми и возд. потоками большой скорости, процессов внешней и внутр. баллистики и др. [4].

При расчете нужной частоты К. с. учитываются скорости движения объектов, масштаб изображения, выдержка при экспонировании отдельного кадра (смазывание изображения на пленке в момент экспонирования отдельного кадра не должно превышать заранее заданной величины, обычно ок. 0,03 *мм*, что позволяет при покадровом анализе производить достаточно точные измерения размеров и смещений).

Лит.: 1) Информационный сборник НИКФИ, 1960, № 3; 2) «Успехи научной фотографии», 1959, т. 6; 3) К у д р я ш о в Н. Н., Киносъемка в науке и технике, М., 1960; 4) Высокоскоростная кинофотосъемка в науке и технике. Сборник статей, пер. с англ. и франц., М., 1955. *В. Г. Пелль.*

КИПЕНИЕ — переход жидкости в пар (фазовый переход 1-го рода), характеризующийся непрерывным образованием и ростом в жидкой фазе пузырьков насыщенного пара, внутрь к-рых происходит испарение жидкости.

Пузырьки возникают из зародышей на поверхностях нагрева (стенках сосуда), быстро растут вследствие испарения в них жидкости, отрываются от стенок и, продолжая увеличиваться в размерах, всплывают. Достигнув свободной поверхности, пузырьки разрушаются (лопаются), а заключенный в них пар переходит в пространство над жидкостью. Пузырьки могут возникать и в объеме жидкости при наличии в нем внутренних источников тепла (что имеет место, например, в *ядерных реакторах* на жидком топливе).

К. возможно во всем темп-рном интервале равновесия жидкости с паром (между тройной точкой и критической точкой). При заданном постоянном внешнем давлении (напр., атмосферном) К. происходит при вполне определенной темп-ре T_s, наз. *температурой кипения*. При T_s давление насыщенного пара над кипящей жидкостью равно внешнему. Для поддержания процесса К. к жидкости должно подводиться количество тепла, равное удельной теплоте фазового перехода (*теплоте парообразования*) L, умноженной на массу испаряющейся жидкости.

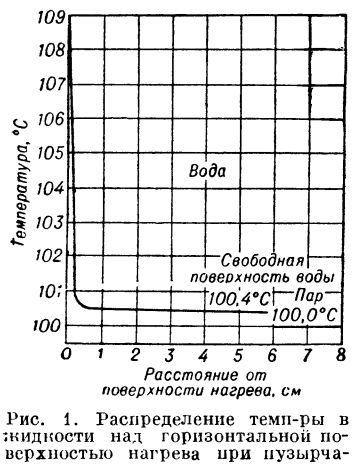


Рис. 1. Распределение темп-ры в жидкости над горизонтальной поверхностью нагрева при пузырчатом кипении.

В стационарно кипящей жидкости устанавливается характерное распределение темп-ры (рис. 1). Жидкость у поверхности нагрева находится в несколько перегретом состоянии, что является необходимым условием образования пузырьков, так как находящийся в них пар, кроме внешнего и гидростатич. давления, испытывает *капиллярное давление* $p_\sigma = 2\sigma/r$, определяемое кривизной поверхности пузырька $1/r$ и поверхностным натяжением жидкости σ. Для того чтобы пузырек мог существовать, темп-ра пара в нем, а также темп-ра окружающей жидкости, с к-рой пар находится в термодинамич. равновесии, должна быть равна температуре насыщения при давлении внутри пузырька, иначе пар в пузырьке тотчас же сконденсируется. Т. о., при перегреве жидкости у стенки на $\Delta T = T_c - T_s$ (T_c — темп-ра стенки), радиус образующихся пузырьков не может быть меньше

$$r_{\min} = \frac{2\sigma}{(dp/dT)\cdot\Delta T}\cdot\frac{\gamma_ж}{\gamma_ж - \gamma_п}, \qquad (1)$$

где dp/dT — производная, взятая по кривой насыщения (о р т о б а р и ч е с к о й кривой), определяется *Клапейрона—Клаузиуса уравнением* $dp/dT = L\gamma_ж\gamma_п/T(\gamma_ж - \gamma_п)$, $\gamma_ж$, $\gamma_п$ — удельные веса жидкости и пара. Пузырьки меньших размеров образоваться в данных условиях не могут, так как давление пара в них не уравновесит капиллярного давления, возрастающего с уменьшением радиуса пузырька. Так как пузырьки пара в момент образования должны иметь конечный радиус, то их возникновение возможно только на центрах парообразования (гл. обр. шероховатостях поверхностей нагрева), радиус кривизны к-рых $r \geqslant r_{\min}$. Жидкости, тщательно очищенные от включений (пылинок, растворенных газов и т. д.), способных стать зародышами пузырьков пара, в сосудах с гладкими стенками закипают при значительном перегреве. Величина перегрева определяется размерами тепловых флуктуаций плотности, способных в данных условиях стать зародышами пузырьков пара. Перегретая жидкость вскипает бурно (толчком), К. сопровождается выбросами жидкости.

T_s возрастает с увеличением внешнего давления по ортобарической кривой, высшая точка к-рой — критич. точка ($T_к$, $p_к$) — определяет наивысшую возможную темп-ру К. при критич. давлении $p_к$. Д. И. Менделеев назвал $T_к$ темп-рой абс. К. Понижение T_s с уменьшением внешнего давления лежит в основе определения барометрич. давления (с помощью *гипсотермометров*).

T_s — важная физико-химич. характеристика вещества. Для неассоциированных жидкостей при нормальном атм. давлении (760 *мм рт. ст.*) приближенно: $T_{s,\,760}/T_к = 0{,}64$ (правило Гульдберга — Гюи). Таким образом, нормальная точка К. является температурой сравнения, т. е. свойства жидкостей могут быть сопоставлены при температурах К. (см. *Соответственных состояний закон*). Установлено, например, что молярная теплота парообразования L_s пропорциональна T_s, т. е. $L_s = k_1 T_s$, где молярная энтропия кипения $k_1 = 20$—21 *кал/моль · град* (правило Трутона—Пикте). Между T_s и молярной капиллярной постоянной ($a_s^2 \cdot M = 2\sigma_s v_{M_s}$) неассоциированных жидкостей существует аналогичная связь: $a_s^2 M = k_2 T_s$, где $k_2 = 1{,}16$ (правило В. А. Кистяковского). Поверхностное натяжение σ_s, молярный объем $v_{M_s} = M/\gamma_s$ и плотность жидкости γ_s рассматриваются при $T = T_s$; M — молекулярный вес жидкости.

Растворение в жидкости нелетучего вещества понижает давление ее насыщенного пара (см. *Рауля закон*) и повышает T_s. Это позволяет определять молекулярные веса растворенных веществ по вызываемому ими повышению T_s растворителя (*эбулиоскопия*).

П. А. Ребиндер.

Т е п л о о б м е н п р и к и п е н и и. По своей природе К. неразрывно связано с теплообменом, вследствие к-рого от поверхностей нагрева к жидкости передается тепло, затрачиваемое на парообразование. Процесс теплообмена при К. — один из видов *кон-*

вективного теплообмена, происходящий в данном случае в двухфазной среде и сопровождающийся изменением агрегатного состояния. Теплообмен при К. существенно зависит от режима К., к-рый может быть пузырчатым или пленочным. В случае пузырчатого К. тепло передается в основном от стенки к жидкой фазе; доля тепла, непосредственно передаваемого от стенки к пузырькам пара, невелика ($\sim$ 10%). Однако образование пузырьков имеет большое значение для теплообмена при К. Пузырьки в процессе возникновения, роста и отрыва интенсивно перемешивают пристеночный слой жидкости, благодаря чему теплоотдача к жидкости при пузырчатом К. оказывается весьма высокой.

С увеличением темп-ры стенки T_c и перегрева жидкости уменьшается r_{min}; поэтому уменьшается и радиус центра парообразования, на к-ром еще может возникнуть пузырек пара. В результате общее число действующих центров парообразования увеличивается за счет активизации центров с малым радиусом кривизны [см. ф-лу (1)], что приводит к быстрому росту коэфф. теплоотдачи α (рис. 2):

$$\alpha \equiv q_c/\Delta T \qquad (2)$$

(q_c — плотность теплового потока на стенке, $\Delta T = T_c - T_s$). Рост α с увеличением темп-рного напора ΔT продолжается только до определенного значения $\Delta T_{кр}$, после чего пузырей пара образуется столь много, что они начинают сливаться на поверхности нагрева в сплошную паровую пленку; при этом α и q_c резко падают. Наступает кризис К. Когда паровая пленка окутывает всю стенку, начинается пленочный режим К., характеризующийся прибл. постоянным α и изменением q_c пропорционально ΔT (рисунок 2). Если на стенке задается тепловой поток q_c, то резкое снижение α при кризисе К. ($q_c = q_{кр,1}$) вызывает столь резкое повышение темп-ры стенки, что она может разрушиться. Поэтому знание критич. тепловых потоков не менее важно, чем знание коэфф. теплоотдачи при К. Критич. тепловые потоки $q_{кр,1}$ при К. жидкости в условиях естественной конвекции можно рассчитывать по ф-ле:

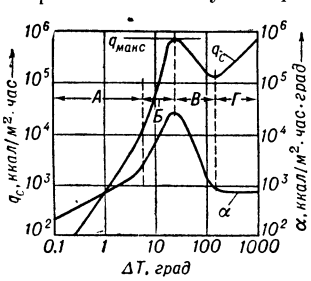


Рис. 2. Изменение теплового потока q_c и коэфф. теплоотдачи α при кипении воды под атмосферным давлением в зависимости от темп-ры напора ΔT: *А* — область слабого образования пузырей; *Б* — пузырчатое кипение; *В* — пленочное кипение, постепенный переход к сплошной паровой пленке; *Г* — стабильное пленочное кипение.

$$\frac{q_{кр,1}}{L\gamma_п^{1/2}[g\sigma(\gamma_ж - \gamma_п)]^{1/4}} = 0{,}13 + 4\left[\frac{\gamma_ж \sigma^{3/2}}{g\mu^2(\gamma_ж - \gamma_п)^{1/2}}\right]^{-0{,}4}, \qquad (3)$$

полученной в результате обобщения экспериментальных данных методами теории подобия (см. *Подобия теория*). Здесь μ — динамич. вязкость, g — ускорение силы тяжести. Если по достижении пленочного режима К. тепловую нагрузку понизить, то К. вновь становится пузырчатым, однако это происходит при $q_{кр,2} < q_{кр,1}$. В том случае, когда жидкость не смачивает стенку (напр., ртуть — легированную сталь), осуществим только пленочный режим К., коэфф. теплоотдачи α сравнительно низок и кризисных явлений не наблюдается.

Величину α при пузырчатом К. в условиях естественной конвекции можно определить с помощью соотношения [2]:

$$\alpha = 6{,}9 \cdot 10^{-3}\left(\frac{L\gamma_п}{\gamma_ж - \gamma_п}\right)^{1/30}\left(\frac{\gamma_ж}{\sigma}\right)^{1/3} \times \frac{\lambda^{0{,}75}}{\mu^{0{,}45} C_p^{7/60} T_s^{0{,}37}} q_c^{0{,}7}, \qquad (4)$$

где λ — коэфф. теплопроводности, C_p — теплоемкость при постоянном давлении. Т. к. физич. свойства жидкости на кривой насыщения однозначно определяются давлением, то для конкретной жидкости ф-лу (4) можно представить в виде:

$$\alpha = f(p)\, q_c^{0{,}7} = [f(p)]^{3{,}33} \Delta T^{2{,}33} [ккал\ м^2 \cdot час \cdot °C], \qquad (5)$$

где $f(p)$ — ф-ция давления, определяемая экспериментально. Для воды, напр., при абсолютном давлении p = 1, 10 и 100 *ат*, соответственно, $f(p)$ = 3,0; 4,5 и 12,2 $(ккал/м^2 \cdot час)^{0,3}\ град^{-1}$.

При К. жидкости в условиях вынужденного движения в трубах (прямоточные котлы, реакторы кипящего типа) теплоотдача зависит от соотношения скорости вынужденного движения w_0 и т. н. скорости парообразования $w^* = q_c/L\gamma_п$. Когда w^*/w_0 мало, теплоотдача определяется в основном вынужденным движением однофазной жидкости (см. *Конвективный теплообмен*) и почти не зависит от q_c (рис. 3). Когда же w^*/w_0 велико, главную роль играет перемешивание, вызванное образованием и движением пузырьков пара. При этом теплоотдача определяется величиной q_c, почти не зависит от w_0 и практически не отличается от теплоотдачи при К. в условиях естественной конвекции.

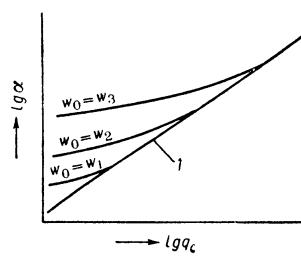


Рис. 3. Зависимость коэфф. теплоотдачи α от плотности теплового потока q_c при кипении жидкости в условиях вынужденного движения в трубах ($w_1 < w_2 < w_3$).

Кризис К. в условиях вынужденного движения характеризуется значениями $q_{кр,1}$, в неск. раз более высокими (в зависимости от w_0), чем при естественной конвекции. Объясняется это смыванием пузырьков пара, образующихся на стенках потоком жидкости, что затрудняет возникновение устойчивой пленки пара.

В совр. технике для интенсивного охлаждения поверхностей при больших тепловых нагрузках широко пользуются еще одним режимом К. — поверхностным К., при к-ром жидкость вдали от стенки (т. е. основная масса жидкости) имеет темп-ру ниже T_s. В этих условиях паровая фаза может существовать только вблизи стенки, темп-ра к-рой выше T_s. Пар в пузырьках при поверхностном К. начинает конденсироваться уже в процессе их роста или сразу же после отрыва от стенки, что затрудняет образование на ней сплошной пленки пара. Этому же способствует проникновение частиц недогретой жидкости в пристеночные слои за счет турбулентных пульсаций. В результате критические тепловые потоки $(q_{кр})_\vartheta$ при поверхностном К. значительно превосходят $q_{кр,1}$ при отсутствии недогрева и оказываются тем выше, чем больше недогрев: $\vartheta = T_s - T_ж$. Обычно поверхностное К. реализуется при вынужденном течении жидкости в трубах. Увеличение скорости вынужден-

ного движения повышает значение $(q_{кр})_9$. Коэфф. теплоотдачи α, определяемый по ф-ле (2), при поверхностном К. близок к значениям α при К. жидкости, нагретой до T_s. *В. В. Кириллов.*

Лит.: 1) Карапетьянц М. Х., Химическая термодинамика, 2 изд., М.—Л., 1953; 2) Кружилин Г. Н., «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1948, № 7; его же, там же, 1949, № 5; 3) Кутателадзе С. С., Боришанский В. М., Справочник по теплопередаче, М.—Л., 1958; 4) Михеев М. А., Основы теплопередачи, 3 изд., М.—Л., 1956; 5) Гребер Г., Эрк С., Григулль У., Основы учения о теплообмене, пер. с нем., М., 1958; 6) Кутателадзе С. С., Основы теории теплообмена, М.—Л., 1957.

КИПЯЩИЙ РЕАКТОР — ядерный реактор, в к-ром в качестве замедлителя и теплоносителя применяется вода, нагреваемая до темп-ры выше точки кипения при рабочем давлении. По своим физич. характеристикам К. р. близок к *водо-водяному реактору* и обладает теми же особенностями, что и последний (малый размер активной зоны и т. п.).

К. р. весьма перспективен как энергетич. реактор. Возможность непосредственного направления пара из реактора в турбину и пониженное давление в активной зоне позволяют заметно упростить и удешевить конструкцию атомно-энергетич. установки с К. р. по сравнению с аналогичной установкой с водо-водяным реактором. Нек-рые трудности в регулировании К. р. могут иметь место в связи с возможностью резких колебаний реактивности при изменении количества пара в активной зоне (напр., при изменении нагрузки турбины). Из-за угрозы появления опасной нестабильности паросодержание внутри реактора не может быть очень большим (практически не выше 20%), что накладывает ограничение на величину снимаемой мощности.

Лит.: Крамер Э. У., Ядерные реакторы с кипящей водой, пер. с англ., М., 1960. *О. Д. Казачковский.*

КИРОПУЛОСА МЕТОД — способ выращивания массивных кристаллов из расплава в аппаратуре, предложенной Киропулосом [1]. Аппаратура состоит из печи сопротивления, ориентированной своей осью вертикально, поставленного в ней платинового тигля и платинового трубчатого холодильника с прикрепленным к его нижнему концу затравочным кристаллом. Кристаллизуемое вещество находится в тигле в перегретом состоянии; величина перегрева определяется экспериментально. Процесс кристаллизации начинается с опускания холодильника до соприкосновения затравки с поверхностью расплава. Темп-ра затравки поддерживается ниже темп-ры плавления вещества. Достигается это регулированием скорости пропускания через холодильник струи воздуха или воды. Отвод тепла из расплава, т. о., происходит через растущий кристалл. Полученный кристалл, как правило, имеет форму були, не имеющей плоских граней. К. м. выращивают кристаллы NaCl, KCl, KJ и др. веществ.

Лит.: 1) Kyropoulos S., «Z. anorgan. und allgem. Chem.», 1926, Bd 154, S. 308; 2) Кузнецов В. Д., Кристаллы и кристаллизация, М., 1954; 3) Бакли Г., Рост кристаллов, пер. с англ., М., 1954; 4) Степанов И. В. и Васильева М. А., в кн.: Рост кристаллов, т. 3, М., 1961. *А. В. Шубников.*

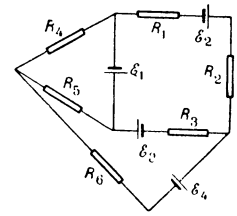
КИРХГОФА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ утверждает, что отношение спектральной плотности равновесного излучения $p(\lambda, T)$ любого темп-рного источника при произвольной длине волны λ и темп-ре T к его коэффициенту поглощения $\alpha(\lambda, T)$ (при тех же значениях λ и T) не зависит от свойств излучающего материала и является универсальной ф-цией от λ и T. Это отношение равно спектральной плотности равновесного излучения *абсолютно черного тела* $p_0(\lambda, T)$ (см. *Планка закон излучения*). Математически К. з. и. формулируется так:

$$\frac{p_1(\lambda, T)}{\alpha_1(\lambda, T)} = \frac{p_2(\lambda, T)}{\alpha_2(\lambda, T)} = \frac{p_3(\lambda, T)}{\alpha_3(\lambda, T)} = \ldots = p_0(\lambda, T),$$

где $p_1(\lambda, T)$, $p_2(\lambda, T)$, $p_3(\lambda, T)$—спектральные плотности излучений произвольных темп-рных излучателей, а $\alpha(\lambda, T)$, $\alpha_2(\lambda, T)$, $\alpha_3(\lambda, T)$ — их коэфф. поглощения. К. з. и. относится не только к спектральной плотности потока, излучаемого нагретым телом по всем направлениям, но и к каждому отдельному направлению и к каждому состоянию поляризации луча.

Лит.: 1) Планк М., Введение в теоретическую физику, пер. с нем., ч. 5, М.—Л., 1935; 2) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 3) Вуд Р., Физическая оптика, пер. с англ., Л.—М., 1936; 4) Друде П., Оптика, пер. с нем., Л.—М., 1935. *М. М. Гуревич.*

КИРХГОФА ПРАВИЛА. Первое К. п. является следствием закона сохранения заряда и состоит в том, что алгебраич. сумма всех токов i_n, притекающих в точку разветвления проводников, равна нулю, т. е. $\sum_n i_n = 0$. Второе К. п. гласит: если в любой системе линейных проводников, как бы сложна она ни была, выделить замкнутый контур (см. рис.), то сумма падений напряжений, подсчитанных вдоль контура, должна равняться сумме сторонних эдс $\mathcal{E}_m$ (элементов, аккумуляторов, динамомашин, термобатарей и т. п.) в этом контуре, т. е. $\sum_n i_n R_n = \sum_m \mathcal{E}_m$. Второе К. п. — следствие того, что потенциал проводника в каждой точке есть однозначная функция этой точки.



К. п. позволяют определить силу и направление тока в любой части разветвленной системы проводников, если известны их сопротивления и сторонние эдс. Для этого необходимо применить К. п. к различным узлам и контурам. Если система из n проводников образует m узлов, то нужно, воспользовавшись 1-м К. п., написать $(m-1)$ ур-ние и на основе применения 2-го К. п. $(n-m+1)$ ур-ние. Для независимости последних $(n-m+1)$ ур-ний необходимо, чтобы в них входил по крайней мере один раз каждый проводник. При составлении ур-ний необходимо заранее определять направление токов в различных проводниках, но т. к. это сделать не всегда возможно, то заранее, более или менее произвольно, устанавливают направления токов, а затем, если при решении ур-ний получилось отрицательное значение для к.-н. тока, меняют направление этого тока, сохраняя найденную при решении ур-ний абс. величину тока. К. п. могут применяться к постоянным и *квазистационарным токам.*

КИСЛОРОД (Oxygenium) O — химич. элемент VI гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 8, ат. в. 16. Природный К. состоит из трех стабильных изотопов: O^{16} (99,759%), O^{17} (0,037%) и O^{18} (0,204%). Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов атомом К. $< 0{,}0002$ *барн.* Из искусственно радиоактивных изотопов важнейший O^{15} ($T_{1/2} = 123{,}95$ *сек*), остальные (O^{14}, O^{19}) — весьма короткоживущие. Конфигурация внешних электронов атома $2s^2\,2p^4$. Тетраэдрич. атомный радиус (при координационном числе 4) 0,66 Å; октаэдрич. атомный радиус (при координационном числе 6) 0,74 Å; ионный радиус O^{2-} 1,36 Å. Энергия ионизации (в *эв*): $(O^0 \rightarrow O^+)$ 13,614; $(O^+ \rightarrow O^{2+})$ 35,108; $(O^{2-} \rightarrow O^{3+})$ 54,886; молекулы 12,2.

К. — бесцветный газ, сгущающийся при —182,98°С и 760 *мм рт. ст.* в бледно-синюю жидкость, к-рая при —218,7°С затвердевает, образуя синие кристаллы гексагональной системы с параметрами $a = 5{,}75$ Å, $c = 7{,}59$ Å. При 0°С и 760 *мм рт. ст.* 1 *л* К. весит 1,42897 *г*; плотность жидкого К. 1,1321 *г/см*^{3} (—182,98°С), плотность твердого 1,46 *г/см*^{3}

(—252,7°С). $t°_{крит}$ —118,84°С; $d_{крит}$ 49,71 *атм*. Молярная теплоемкость (в *кал/моль · град*) при 0°С: C_V = = 4,98; C_p = 6,99; C_p/C_V = 1,403. Теплота плавления 3,30 *кал/г*; теплота испарения 51,0 *кал/г*. Теплопроводность 0,000057 *кал/сек · см · град* (0°С). Диэлектрич. проницаемость газообразного К. 1,000547 (0°С), жидкого 1,491. Вязкость 189 *мкпуаз* (0°С). В отличие от водорода, азота, хлора и др. элементарных газов, К. парамагнитен; но жидкий К. притягивается магнитом. Молярная магнитная восприимчивость К. $\chi_{мол} = 3\,340 \cdot 10^{-6}$ (20°С); изменяется обратно пропорционально абс. темп-ре (закон Кюри). Магнитная восприимчивость жидкого и твердого К. дает заметные отклонения от этого закона, что указывает на частичную ассоциацию молекул O_2 в диамагнитные молекулы O_4. При действии в разрядных трубках на К. быстрых электронов образуются газообразные ионы O^- и O^{2-}. В тихом разряде образуется озон O_3 — аллотропич. видоизменение К. При действии ультрафиолетовых лучей молекулы К. распадаются на атомы. К. мало растворим в воде: при 20°С и 760 *мм рт. ст.* в 1 *см*^{3} воды растворяется 0,031 *см*^{3}, а при 0°С — 0,049 *см*^{3}. Хорошими твердыми поглотителями К. являются платиновая чернь и активный древесный уголь.

К. образует соединения со всеми химич. элементами, кроме инертных газов. Эти соединения наз. окислами. С большинством элементов К. соединяется непосредственно, но для возникновения интенсивной реакции требуется нагревание. Соединение элементов с К. сопровождается выделением тепла, а во мн. случаях и света. Горение веществ в чистом К. протекает значительно энергичнее, чем в воздухе.

К. широко используется в технике для получения высоких темп-р и с целью интенсификации различных окислительных процессов. Особенно распространено применение К. в кислородно-ацетиленовых горелках при сварке и резке металлов (темп-ра пламени ок. 3 200°С) и в металлургич. процессах. Жидкий К. применяется для изготовления взрывчатых веществ — оксиликвитов (горючие пористые материалы, насыщенные жидким К.), и в реактивных двигателях. Служит для поддержания нормального состава воздуха в подводных лодках и в высотной авиации. Подушки из газонепроницаемого материала с К. употребляются в медицине.

Лит.: 1) Глизманенко Д. Л., Получение кислорода, 3 изд., М., 1962; 2) «Кислород». Научный и производственно-технический бюллетень, изд. с 1944 (изд. продолж.).

Н. П. Мостовенко.

КИСЛОРОДНО-СЕРЕБРЯНО-ЦЕЗИЕВЫЙ КАТОД — см. *Фотокатод.*

КИСЛОТА — соединение, к-рое в данной реакции является донором протона; основанием наз. соединение, являющееся акцептором протона [Д. Бренстед (J. N. Brönsted), Т. Лоури (T. M. Lowry), 1923 г.]. Одно и то же вещество в зависимости от условий может быть К. или основанием, напр. HNO_3 — К. в реакции $HNO_3 + H_2O = H_3O^+ + NO_3^-$ и основание в реакции $H_2SO_4 + HNO_3 = H_2NO_3^+ + HSO_4^-$. В реакции самоионизации воды $H_2O + H_2O \rightleftarrows H_3O^+ + HO^-$ одна молекула воды — К., другая — основание. При реакции между К. и основанием образуется новая (сопряженная) пара К. — основание. Реакции К. и оснований с индикаторами, ионизация К. и оснований в растворах — частные случаи кислотно-основного равновесия. Кислотно-основной катализ также включает в качестве одной или неск. стадий кислотно-основное равновесие. Вещества, к-рые, в отличие от протонных К. (доноров протонов), не отщепляют протона, но способны присоединяться к акцепторам протонов (основаниям) с образованием соответствующих аддуктов, наз. апротонными К. [Льюис (G. N. Lewis)], или кислотоподобными веществами (А. И. Шатенштейн). В реакции $BF_3 + NH_3 = BF_3{-}NH_3$ молекула BF_3 — К. Апротонная К. в кислотно-основном равновесии выступает как акцептор электронов, основание — как донор электронов.

Лит.: Шатенштейн А. И., Теории кислот и оснований, М.—Л., 1949.

И. И. Моисеев.

КИСТЕВОЙ РАЗРЯД — см. *Искровой разряд.*

КЛАЙДЕНА ЯВЛЕНИЕ. Если фотографич. изображение, создаваемое очень короткой (10^{-3}—10^{-5} *сек*) вспышкой света высокой интенсивности (как видимого света, так и рентгеновских лучей), подвергнуть длительному действию видимого света малой интенсивности, равномерно распределенного по всей поверхности слоя, и затем проявить в обычном (не глубинном) проявителе, то изображение получается обращенным, т. е. вместо негатива образуется позитив. К. я. (Clayden, 1899 г.) в старой литературе часто наз. «эффектом черной молнии», т. к. оно иногда обнаруживается при фотографировании молнии. К. я. определяется тем, что при освещении вспышкой центры *скрытого фотографического изображения* образуются гл. обр. не на поверхности, а в глубине эмульсионных микрокристаллов: при последующем экспонировании светом малой интенсивности глубинные центры, созданные вспышкой, улавливают фотоэлектроны и препятствуют образованию скрытого изображения на поверхности микрокристаллов, в то время как на участках слоя, не подвергнутых освещению при вспышке, поверхностное скрытое изображение при действии света малой интенсивности образуется нормально.

Лит.: 1) Ляликов К. С., Теория фотографических процессов, М., 1960, стр. 75; 2) Миз К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949, стр. 180.

Ю. Н. Гороховский.

КЛАПЕЙРОНА УРАВНЕНИЕ — ур-ние состояния *идеального газа*, устанавливающее связь между темп-рой T, давлением p и объемом V в виде $pV = RT$, где $R = kN$ — газовая постоянная, N — число молекул в объеме V, k — Больцмана постоянная. Это ур-ние было выведено в 1834 г. Б. Клапейроном (B. Clapeyron) на основании *Бойля—Мариотта закона* и *Гей-Люссака закона*.

Как следует из *Авогадро закона*, объемы молей идеальных газов, взятые при одинаковых темп-рах и давлениях, равны между собой. Тогда из К. у., написанного для одного моля, следует, что R, отнесенная к 1 *г-мол*, будет одинакова для всех идеальных газов.

К. у. — наиболее простое ур-ние состояния, применимое с определенной степенью точности для достаточно разреженных реальных газов. Им часто пользуются на практике при расчетах, где не требуется высокой точности, или когда приходится иметь дело с реальными газами, близкими по своим свойствам к идеальным (атм. воздух, продукты сгорания в газовых двигателях и др.).

КЛАПЕЙРОНА—КЛАУЗИУСА УРАВНЕНИЕ— ур-ние, устанавливающее связь между изменением давления p и изменением темп-ры T по кривой *фазового перехода первого рода* для чистого вещества. К.—К. у. предложено Б. Клапейроном (B. Clapeyron) и Р. Клаузиусом (R. Clausius) в 1834 г. Оно представляет дифференциальное ур-ние кривой фазового равновесия и имеет вид $\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta i}{T\Delta V}$, где $\frac{dp}{dT}$ — производная от давления по темп-ре на кривой фазового равновесия, Δi — теплота фазового перехода, ΔV — изменение объема при фазовом переходе. К.—К. у. справедливо для любого фазового перехода (напр., испарение, *плавление*, *сублимация*) и является непосредственным следствием условий *фазового равновесия*, из к-рых оно и выводится.

К.—К. у. позволяет находить изменение равновесной темп-ры фазового перехода в зависимости от равновесного давления, а также рассчитывать наиболее трудно определяемые опытным путем величины, характеризующие состояния вещества при фазовом переходе. Из К.—К. у. следует, что при переходе жидкости в газообразное состояние (испарение), а также при переходе твердого тела в газообразное (сублимация) давление насыщенного пара над жидкостью или твердым телом возрастает с темп-рой. Действительно, в этих случаях объем газообразной фазы всегда больше объема жидкой и твердой фазы ($\Delta V > 0$), что при положительных значениях Δi и T приводит к условию $\frac{dp}{dT} > 0$. В случае фазового перехода из твердого состояния в жидкое производная $\frac{dp}{dT}$ может быть как положительной, так и отрицательной. Для большинства веществ объем жидкой фазы больше объема твердой фазы ($\Delta V > 0$), и для них темп-ра плавления повышается с повышением давления $\left(\frac{dp}{dT} > 0\right)$. Но у некоторых веществ, называемых аномальными (вода, висмут, гелий, германий, нек-рые сорта чугуна), объем твердой фазы больше объема жидкой фазы (т. е. $\Delta V < 0$). У этих веществ темп-ра плавления понижается с ростом давления $\left(\frac{dp}{dT} < 0\right)$. К.—К. у. часто применяется для вычисления теплоты испарения, экспериментальное определение которой сопряжено со значит. трудностями.

При достаточно низких давлениях для процесса парообразования, а также для процесса сублимации приращение объема ΔV можно считать равным объему паровой фазы. Кроме того, в этих условиях объем паровой фазы с достаточной степенью точности может быть вычислен по ур-нию состояния идеальных газов. С учетом этих допущений К.—К. у. принимает след. вид:

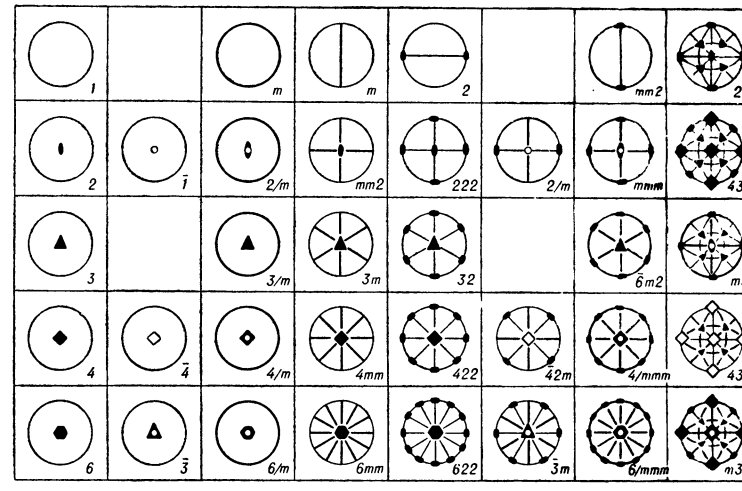
$$\frac{d \ln p}{dT} = \frac{\Delta i}{RT^2}.$$

Интегрирование последнего ур-ния позволяет найти кривую зависимости давления от темп-ры фазового перехода.

Лит.: 1) Левич В. Г., Введение в статистическую физику, 2 изд., М., 1954; 2) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952. *В. С. Силецкий.*

КЛАССИЧЕСКАЯ СТАТИСТИКА — см. *Больцмана статистика.*

КЛАССЫ КРИСТАЛЛОВ — разделы, основанные на принадлежности кристаллов к той или иной группе морфологической *симметрии кристаллов.* Существует всего 32 таких группы и соответственно столько же К. к. По общепринятому методу, эти группы, именуемые также точечными, или макроскопическими, изображаются в стереографич. проекции (см. рис.) комбинациями определенных элементов симметрии, а именно простых осей 2-го, 3-го, 4-го, 6-го порядков, зеркальной оси 4-го порядка, плоскостей и центра симметрии. К. к. делятся на 6 (7) систем (сингоний) по характеру принятых координатных осей. Концы простых осей на сфере изображаются маленькими черными многоугольниками с числом вершин, равным соответствующему порядку оси, конец зеркальной оси 4-го порядка — белым квадратиком. Плоскости симметрии изображаются толстыми дугами большого круга, к-рые при нормальном расположении их по отношению к плоскости проекции выглядят толстыми прямыми линиями, а при совпадении с плоскостью проекции — толстыми окружностями, центр симметрии — маленьким белым кружком. Тонкие линии играют вспомогат. роль; в частности, ими изображается основной круг проекции в тех случаях, когда



○ - центр симметрии; ● ▲ ■ ● -оси 2,3,4, 6го порядков; □ - зеркальная (инверсионная) ось 4го порядка, толстые линии-плоскости симметрии; тонкие линии-вспомогательные

32 кристаллографические группы с изображениями некоторых элементов симметрии по А. В. Шубникову. Символика — международная. Группы 2, m, $2/m$, $mm2$ показаны в двух ориентациях элементов симметрии.

он не лежит в плоскости симметрии. Каждый элемент и каждая группа симметрии имеет свой символ (см. табл.). В международной символике числами 2, 3, 4, 6 обозначаются простые оси соответствующего порядка, единицей — *асимметрия* (отсутствие симметрии), числами с чертой наверху — инверсионные оси. Из них ось 1 играет роль центра симметрии (см. *Инверсия в кристаллографии*), ось $\bar{3}$ — роль комбинации оси 3 и центра, ось $\bar{6}$ — роль комбинации оси 3 с перпендикулярной плоскостью симметрии, ось 4 является самостоятельным элементом симметрии. Плоскость симметрии обозначается m; по своему действию (зеркальному отражению) она эквивалентна оси $\bar{2}$. В символ группы, как правило, входят не все ее элементы симметрии, а только те из них, к-рыми она полностью определяется. Так, в символе группы $2/m$ не указан центр симметрии, обязательное существование к-рого обеспечивается наличием оси 2 и перпендикулярной к ней плоскости m. В символике К. к. по Шенфлису буквами C, D, S, T, O обозначаются слова «циклический», «диэдрический», «зеркальный», «тетраэдрический», «октаэдрический», буквой h — наличие горизонтальной плоскости симметрии, буквой v — наличие вертикальных плоскостей, буквой d — наличие вертикальных плоскостей, делящих углы между осями 2-го порядка пополам, буквой i — наличие центра симметрии; цифрами обозначается порядок главной оси. В символике по Шубникову числами 2, 3, 4, 6 обозначаются простые оси соответствующего порядка, единицей — асимметрия, 4^2 — зеркальная ось 4-го порядка, c — центр симметрии, двоеточием — знак перпендикулярности, точкой — знак параллельности, наклонной чертой — знак косого расположения. В символике по Флинту простые оси различного порядка обозначаются L^1, L^2, L^3, L^4, L^6, зеркальные оси — L_4^2, L_6^3, плоскость симметрии — P, центр симметрии — C, числа осей и плоскостей — большими цифрами.

Символика кристаллических классов

Система	Международная	По Шенфлису	По Шубникову	По Флинту
Триклинная	1 $\bar{1}$	C_1 C_i	1 c	L^1 C
Моноклинная	2 m $2/m$	C_2 C_s C_{2h}	2 m $2:m$	L^2 P L^2PC
Ромбическая	222 $mm2$ mmm	D_2 C_{2v} D_{2v}	$2:2$ $2{\cdot}m$ $m{\cdot}2:m$	$3L^2$ L^22P $3L^23PC$
Тетрагональная	4 422 $4/m$ $4mm$ $4/mmm$ $\bar{4}$ $\bar{4}2m$	C_4 D_4 C_{4h} C_{4v} D_{4h} S_4 D_{2h}	4 $4:2$ $4:m$ $4\cdot m$ $m\cdot 4:m$ 4^2 $4^2\cdot m$	L^4 L^44L^2 L^4PC L^44P L^44L^25PC L^2_4 $L^2_4L^22P$
Гексагональная	3 32 $3m$ $\bar{3}$ $\bar{3}m$ $\bar{6}=3/m$ $\bar{6}m2$ 6 622 $6/m$ $6mm$ $6/mmm$	C_3 D_6 C_{3v} $C_{3i}=S_6$ D_{3d} C_{3h} D_{3h} C_6 D_6 C_{6h} C_{6v} D_{6h}	3 $3:2$ $3{\cdot}m$ $3(c)$ $3{\cdot}m(c)$ $3:m$ $m\cdot 3:m$ 6 $6:2$ $6:m$ $6\cdot m$ $m\cdot 6:m$	L^3 L^33L^2 L^33P L^3_6C $L^3_63L^23PC$ L^3P L^33L^24P L^6 $L^66L^2\cdot$ L^6PC L^66P L^66L^27PC
Кубическая	23 $m3$ $\bar{4}3m$ 432 $m3m$	T T_h T_d O O_h	$3/2$ $3/2\,(c)$ $3/4^2$ $3/4$ $3/4\,(c)$	$3L^24L^3$ $3L^24L^33PC$ $3L^2_14L^36P$ $3L^44L^36L^2$ $3L^14L^36L^29PC$

Лит.: 1) Шубников А. В., Симметрия и антисимметрия конечных фигур, М., 1951; 2) International tables for X-ray crystallography, v. 1—2, Birmingham, 1952—59; 3) Флинт Е. Е., Начало кристаллографии, М., 1952. *А. В. Шубников.*

КЛАССЫ ТОЧНОСТИ измерительных приборов (мер) — система характеристик точности показаний измерительных приборов и мер. Требования к точности приборов и мер, лежащие в основе разделения их на К. т., и обозначения К. т. устанавливаются соответствующими стандартами. Единого принципа деления всех измерит. приборов во всех странах на К. т. пока не существует, но для отдельных видов приборов (напр., измерит. трансформаторы, электрич. счетчики, показывающие измерит. приборы) существуют международные рекомендации по делению их на К. т. В СССР К. т. установлены для большинства измерит. приборов и мер, в т. ч. для большинства электроизмерит. и весоизмерит. приборов, приборов теплового контроля, приборов для линейных и угловых измерений и др.

Обозначения К. т. различны для разных измерит. приборов. Для многих измерит. приборов число, обозначающее К. т., равно предельному допустимому значению основной погрешности прибора, выраженной в % от диапазона величин, измеряемых прибором, от значения измеряемой величины или от длины шкалы (показывающие электроизмерит. приборы, манометры и др.). Напр., основная погрешность манометра К. т. 1,5 не должна превышать 1,5% от его предела измерения. Для электроизмерит. приборов и приборов теплового контроля, у к-рых погрешности нормированы в % от диапазона измерений, К. т. обозначаются одним из чисел 0,05; 0,1; 0,2; 0,5; 1,0 и т. д.; если же погрешности прибора нормированы в % от длины рабочей части шкалы, то под числом, обозначающим К. т., ставится значок $\smile$; напр., $\overset{\smile}{0{,}2}$.

Для весоизмерит. приборов обозначение К. т. содержит 2 знака: цифру (от 0 до 5) и букву (*а*, *б* или *в*); напр., 3*а* или 0*б*; буква обозначает значащую цифру в числе, выражающем допустимую погрешность в %, (причем *а* соответствует цифре 1, *б* — 2 и *в* — 3), а цифра — место, к-рое эта цифра занимает после запятой. Напр., К. т. 3*а* соответствует допустимой погрешности 0,001%, класс 0*б* — 2%. Для нек-рых приборов обозначение К. т. не указывает непосредственно величины допустимых погрешностей. Так, для *нормальных элементов* и *термометров сопротивлений* К. т. обозначают I, II и III. Не содержат непосредственно величины допустимой погрешности обозначения К. т. мер и приборов для измерения длин и углов, обозначаемые: 0, 1, 2, 3 (см. ГОСТ 9038—59), причем у различных приборов одинаковые обозначения соответствуют различным погрешностям.

Лит.: 1) Recommandations pour les appareils de mesure électriques, indicateurs et leurs accessoires. Publication 51, Genève, 1960; 2) Электроизмерительные приборы. Сборник, М., 1960; 3) Меры и измерительные приборы для измерения длин и углов, М., 1960; 4) ГОСТ 8625—59. Манометры, мановакуумметры и вакуумметры показывающие, общего назначения; 5) ГОСТ 798—53. Весы. Наибольшие допустимые нагрузки. Классы точности. *М. И. Левин, А. М. Любарская.*

КЛАТРАТЫ (соединения включения) — *молекулярные соединения*, образующиеся за счет включения в пустоты кристаллич. решетки одного соединения (реже — в пустоты больших кольцевых молекул) подходящих по размерам молекул другого или нескольких др. соединений; К. существуют только в твердом состоянии. Избирательная способность к образованию К. позволяет применять их для разделения химич. веществ. Напр., при помощи К. $Ni(CN)_2NH_3\cdot C_6H_6$ из бензинов извлекают бензол C_6H_6 чистоты 99,99%; образованием К. с оптически неактивными соединениями *н*-C_6H_{14} и C_6H_6 разделен на оптич. антиподы триотимотид $C_{33}H_{36}O_6$. Исследование К. позволяет решать нек-рые теоретич. вопросы; так, магнитные свойства молекул O_2 и NO при сверхнизких темп-рах (до 0,25°К) экспериментально исследованы на их К. с β-хинолом. *В. И. Белова.*

КЛАУЗИУСА НЕРАВЕНСТВО — неравенство

$$\oint \frac{dQ}{T} \leqslant 0, \qquad (1)$$

где dQ — тепло, подводимое к рабочему телу от источника тепла с темп-рой T (в том случае, когда тепло отводится от рабочего тела, dQ следует считать отрицательным), а интеграл берется по любому замкнутому процессу, осуществляемому рабочим телом. Установлено Р. Клаузиусом (R. Clausius) в 1862 г. Знак равенства относится к случаю, когда цикл осуществляется обратимым путем. Знак неравенства справедлив тогда, когда хотя бы один процесс, составляющий цикл, необратим. Интеграл в ур-нии (1) можно записать так:

$$\int \frac{dQ}{T} = -\oint dS_{\text{и}}, \qquad (2)$$

где $dS_{\text{и}}$ — изменение *энтропии* источника тепла с темп-рой T. Знак минус появляется в связи с тем, что при положительном dQ энтропия источника убывает.

Если учесть, что в любом круговом процессе энтропия рабочего тела остается неизменной, то сочетание ур-ний (1) и (2) дает $\oint dS_{\text{и}} \geqslant 0$ в полном соответствии с принципом возрастания энтропии изолированной системы.

Лит.: Вукалович М. П. и Новиков И. И., Техническая термодинамика, М.—Л., 1952. *Э. Э. Шпильрайн.*

КЛАУЗИУСА—МОССОТТИ ФОРМУЛА (уравнение, закон) выражает зависимость диэлектрической проницаемости ε неполярного диэлектрика от поляризуемости его молекул, атомов или ионов α и от их числа N в 1 $см^3$:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{4\pi}{3}N\alpha. \qquad (1)$$

К.—М. ф. получена независимо О. Моссотти (O. F. Mossotti) и Р. Клаузиусом (R. Clausius) в середине 19 в. К.—М. ф. можно получить из выражений для электрич. момента единицы объема диэлектрика (поляризации)

$$\frac{\varepsilon-1}{4\pi}E_{ср}=P=N\alpha E_{лок}, \qquad (2)$$

где $E_{ср}$ — среднее макроскопич. поле в диэлектрике, $E_{лок}$ — локальное поле по Лоренцу:

$$E_{лок}=E_{ср}+\frac{4\pi}{3}P=\frac{\varepsilon+2}{3}E_{ср}. \qquad (3)$$

Для диэлектриков, содержащих разные сорта частиц, вместо (1) применяют соотношение

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{4\pi}{3}\sum_k N_k\alpha_k. \qquad (4)$$

Часто К.—М. ф. записывают в виде

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\frac{M}{\rho}=\frac{4\pi}{3}N_A\alpha, \qquad (5)$$

где M — молекулярный вес вещества, ρ — плотность, N_A — число Авогадро. Правую часть (5) иногда наз. молекулярной поляризацией.

Согласно К.—М. ф., ε неполярных диэлектриков не зависит от темп-ры и прямо пропорциональна давлению. Левая часть ф-лы (5) не зависит от давления. На этом основана проверка справедливости К.—М. ф.

К.—М. ф. применима ко всем неполярным диэлектрикам с теми же приближениями, как и соотношение (3) для *локального поля*. К.—М. ф. строго выполняется для неполярных газов при низких (< 200—500 *мм рт. ст.*) и средних (от 500 *мм рт. ст.* до 5 *атм*) давлениях; приближенно — для неполярных газов при повышенных (выше 5—10 *атм*) давлениях и для неполярных жидкостей; достаточно строго — для кристаллов с простой, гранецентрированной и объемноцентрированной кубич. решеткой, если они обладают только электронной поляризацией; приближенно — для ионных кубич. кристаллов; в грубом приближении — для неполярных кристаллов с более низкой симметрией.

Наблюдающиеся отклонения от К.—М. ф. обусловлены: для неполярных жидкостей — приближенным характером выражения (3) и слабой зависимостью поляризуемости от темп-ры и давления; для ионных кубич. кристаллов и для кристаллов некубич. симметрии — отличием локального поля от соотношения (3) вследствие неучета деформации ионов и перекрытия их электронных оболочек в 1-м случае и дипольного взаимодействия поляризованных ионов — во 2-м (см. *Поляризация диэлектриков*).

В оптич. области спектра, когда $\varepsilon=n^2$ (n — показатель преломления видимого света), вместо (1) применяется ф-ла Лоренца—Лоренца: $\frac{n^2-1}{n^2+2}=\frac{4\pi}{3}N\alpha$. Дебай распространил К.—М. ф. на полярные (дипольные) диэлектрики путем добавления к правой части (1), (4), (5) члена, учитывающего зависимость ε от темп-ры (см. *Ланжевена—Дебая формула*).

Лит.: 1) Лоренц Г. А., Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, пер. с англ., 2 изд., М., 1953, гл. 4, с. 215—16; 2) Дебай П., Полярные молекулы, пер. с нем., М.—Л., 1931, с. 17—26; 3) Böttcher C. J. F., Theory of electric polarisation, L. — N. Y. — [a. o.], 1952, ch. VII, § 39—40, p. 199—212, ch. VIII, § 44, p. 238—40; 4) Сканави Г. И., Физика диэлектриков (область слабых полей), М.—Л., 1949, с. 53—61; 5) Фрелих Г., Теория диэлектриков, пер. с англ., М., 1960, гл. 2, § 5, с. 38—44, § 6, с. 55; 6) Хиппель А. Р., Диэлектрики и волны, пер. с англ., М., 1960, ч. 2, с. 150—53; 7) Smyth C. h. P., Dielectric behavior and structure, N. Y. — Toronto — L., 1955, ch. 1, § 5, p. 5—10; 8) Браун В., Диэлектрики, пер. с англ., М., 1961, гл. 11. *А. Н. Губкин.*

КЛЕБША—ГОРДАНА КОЭФФИЦИЕНТЫ — математич. выражения, возникающие в *квантовой механике* при решении задачи сложения моментов количества движения, к-рая часто встречается в атомной и молекулярной физике, в теории атомного ядра, физике элементарных частиц и других приложениях квантовой механики. Названы по имени А. Клебша (A. Clebsch) и П. Гордана (P. Gordan).

В простейшем виде эта задача состоит в нахождении собственных ф-ций ψ_{JM} и собственных значений J, M операторов результирующего момента $\hat{J}^2$, $\hat{J}_z$ ($\hat{J}^2$ — квадрат оператора полного момента системы, $\hat{J}_z$ — проекция оператора $\hat{\boldsymbol{J}}$ на ось z), если известны собственные ф-ции $\psi_{j_1m_1}$ и $\psi_{j_2m_2}$ и собственные значения j_1, m_1, j_2, m_2 — моментов составляющих ($\hat{\boldsymbol{J}}=\hat{\boldsymbol{j}}_1+\hat{\boldsymbol{j}}_2$).

Решение ее состоит в следующем:

$$\psi_{JM}=\sum_{m_1m_2}C^{JM}_{j_1m_1j_2m_2}\psi_{j_1m_1}\psi_{j_2m_2}, \qquad (1)$$

$$J=|j_1-j_2|,\ |j_1-j_2+1|,\ \ldots,\ j_1+j_2, \qquad (2)$$

$$M=m_1+m_2. \qquad (3)$$

Коэфф. $C^{JM}_{j_1m_1\,j_2m_2}$, с помощью которых совершается линейное преобразование от переменных j_1, m_1, j_2, m_2 к переменным j_1, j_2, J, M, наз. К. — Г. к. Впервые общее выражение для коэфф. $C^{JM}_{j_1m_1\,j_2m_2}$ было получено Е. Вигнером [1] на основе применения математич. аппарата теории групп. В связи с этим их иногда наз. коэффициентами Вигнера. Весьма распространено также назв. «коэффициенты векторного сложения». В литературе коэфф. $C^{JM}_{j_1m_1\,j_2m_2}$ встречаются под след. обозначениями:

$$C^{JM}_{j_1m_1\,j_2m_2};\ (j_1m_1\,j_2m_2/JM);\ (j_1j_2m_1m_2/JMj_1j_2);$$

$$C^{J}_{m_1m_2};\ (-1)^{-j+M}\sqrt{2J+1}\cdot S_{j_1m_1};\ {}_{j_2m_2};\ {}_{J-M}.$$

Вывод общего выражения для $(j_1m_1j_2m_2/JM)$ содержится в [1], [2], где излагается теория неприводимых представлений группы вращений. Для применений в физике имеет существенное значение физич. смысл $(j_1m_1j_2m_2/JM)$ как ф-ций преобразования Дирака [3] и их общие свойства.

Основные свойства К.—Г. к.:

1) Коэффициенты прямого и обратного преобразования совпадают:

$$(JM/j_1m_1j_2m_2)=(j_1m_1j_2m_2/JM),$$

что, согласно общим свойствам ф-ций преобразования квантовой механики, означает действительность выражения $(j_1m_1j_2m_2/JM)$.

2) Физич. результаты не должны зависеть от порядка сложения моментов и, в частности, любой из векторов j_1, j_2, J можно представить как результирующий. Этому отвечают след. свойства симметрии К.—Г. к.:

$$(JM/j_1m_1j_2m_2)=(-1)^{j_1+j_2-J}(JM/j_2m_2\,j_1m_1),$$

$$\frac{(-1)^{J-M}}{\sqrt{2J+1}}\cdot(JM\,j_1m_1\,j_2m_2)=\frac{(-1)^{j_1-m_1}}{\sqrt{2j_1+1}}\times$$

$$\times(j_1m_1/JMj_2-m_2)=\frac{(-1)^{2j_1}\,(-1)^{j_2-m_2}}{\sqrt{2j_2+1}}\times$$

$$\times(j_2m_2/j_1-m_1JM),$$

3) $$(j_1m_1\,j_2m_2/JM)=(-1)^{j_1+j_2-J}\times$$

$$\times(j_1-m_1j_2-m_2/J-M).$$

4) Как все ф-ции преобразования квантовой механики, К.—Г. к. обладают свойствами ортогональности и нормировки:

$$\sum_{m_1 m_2} (J'M'/j_1 m_1\, j_2 m_2)\,(j_1 m_1\, j_2 m_2/JM) = \delta_{J'J}\,\delta_{M'M},$$

$$\sum_{JM} (j_1 m_1'\, j_2 m_2'/JM)(JM/j_1 m_1\, j_2 m_2) = \delta_{m_1' m_2}\,\delta_{m_2' m_2}.$$

5) Из ф-л (2) и (3) следует, что $(j_1 M - m_2 j_2 m_1/JM)$ можно представить в виде конечной матрицы, строки к-рой нумеруются числом J, а столбцы — числом m_2. Число строк равно числу столбцов и равно $2j+1$, где j — наименьшее из значений j_1 и j_2. Т. о., число К.—Г. к. равно $(2j+1)^2$.

Приведем таблицы первых К.—Г. к.:

Таблица 1.

$\left(j_1 m_1 \frac{1}{2}\, m_2/jm\right)$

$j=$	$m_2=\frac{1}{2}$	$m_2=-\frac{1}{2}$
$j_1+\frac{1}{2}$	$\sqrt{\frac{j_1+m+1/2}{2j_1+1}}$	$\sqrt{\frac{j-m+1/2}{2j_1+1}}$
$j_1-\frac{1}{2}$	$-\sqrt{\frac{j_1-m+1/2}{2j_1+1}}$	$\sqrt{\frac{j_1+m+1/2}{2j_1+1}}$

6) В задачах сложения более чем двух моментов применяются *Рака коэффициенты*.

7) При вычислении матричных элементов операторов, преобразующихся при поворотах по представлению $q\varkappa$ (оператор $q\varkappa$ преобразуется при поворотах как волновая ф-ция, описывающая состояния с моментом q; для скалярного оператора $q=0$, для векторного — $q=1$ и т. д.), имеет место следующее важное равенство (теорема Вигнера — Эккерта):

$$(j_2 m_2 \mid \hat{Q}^{q\varkappa} \mid j_1 m_1) = (j_2 m_2/q\varkappa\, j_1 m_1)\cdot(j_2 \| \hat{Q}^q \| j_1),$$

где $(j_2 \| \hat{Q}^q \| j_1)$ — приведенный матричный элемент, не зависящий от m_1, m_2 и $\varkappa$. Т.о., зависимость от проекций моментов таких матричных элементов дается полностью К. — Г. к. Напр., матричные элементы операторов с трансформационными свойствами вектора A, т. е. операторов, преобразующихся по представлению $1\varkappa$, имеют вид:

$$(j_2 m_2 \mid \hat{A}^{1\varkappa} \mid j_1 m_1) = (j_2 m_2/1\varkappa\, j_1 m_1)\,(j_2 \| \hat{A}^1 \| j_1), \quad (4)$$

где

$$\hat{A}^{1\pm 1} = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}(A_x \pm iA_y), \quad A^{10} = A_z.$$

$(j_2 m_2/1\varkappa\, j_1 m_1)$ находим из табл. 2. В качестве примера применения ф-лы (4) приведем отличные от нуля матричные элементы оператора момента количества движения $\hat{l}$:

$$(m \mid l_x \mid m-1) = (m-1 \mid l_x \mid m) = \frac{1}{2}\sqrt{(l+m)(l-m+1)},$$

$$(m \mid l_y \mid m-1) = (m-1 \mid l_y \mid m) = -\frac{i}{2}\sqrt{(l+m)(l-m+1)},$$

$$(m \mid l_z \mid m) = m.$$

Лит.: 1) Wigner E., Gruppentheorie und ihre Anwendung auf die Quantenmechanik der Atomspektren, Braunschweig, 1931; 2) Любарский Г. Я., Теория групп и ее применение в физике, М., 1957; 3) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М.—Л., 1960; 4) Балдин А. М., Гольданский В. И. и Розенталь И. Л., Кинематика ядерных реакций, М., 1959; 5) Юцис А. П., Левинсон И. Б. и Ванагас В. В., Математический аппарат теории момента количества движения, Вильнюс, 1960. *А. М. Балдин.*

КЛЕИ применяются для неразъемного соединения разнообразных материалов: пластич. масс, стекла, кожи, каучуков и резин, керамики, бетона, бумаги, древесины, изделий из природных и синтетич. волокон, металлов и сплавов. Склеивание основано на адгезии клеящей пленки к поверхностям соединяемых тел. Нанесенный на склеиваемые поверхности слой К. хорошо смачивает эти поверхности и прилипает к ним, а в случае пористых тел (дерево) и впитывается на нек-рую глубину. После приведения поверхностей в контакт (с давлением или без него) тонкий слой К., прочно связанный со склеиваемыми поверхностями, в результате протекания различных физ.-хим. процессов (переход из жидкого состояния в твердое при охлаждении, испарение растворителя, застудневание, полимеризация или поликонденсация и др.) затвердевает, образуя тонкую и прочную клеевую прослойку, соединяющую склеиваемые материалы. Прочность клеевого соединения определяется как величиной адгезии К. к поверхности, так и когезионной прочностью самой пленки.

Таблица 2.

$(j_1 m_1\, 1\, m_2/jm)$

$j=$	$m_2=1$	$m_2=0$	$m_2=-1$
j_1+1	$\sqrt{\frac{(j_1+m)(j_1+m+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)}}$	$\sqrt{\frac{(j_1-m+1)(j_1+m-1)}{(2j_1+1)(j_1+1)}}$	$\sqrt{\frac{(j_1-m)(j_1-m+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)}}$
j_1	$-\sqrt{\frac{(j_1+m)(j_1-m+1)}{2j_1(j_1+1)}}$	$\frac{m}{\sqrt{j_1(j_1+1)}}$	$\sqrt{\frac{(j_1-m)(j_1+m+1)}{2j_1(j_1+1)}}$
j_1-1	$\sqrt{\frac{(j_1-m)(j_1-m+1)}{2j_1(2j_1+1)}}$	$-\sqrt{\frac{(j_1-m)(j_1+m)}{j_1(2j_1+1)}}$	$\sqrt{\frac{(j_1+m+1)(j_1+m)}{2j_1(2j_1+1)}}$

Различают К. естественного происхождения и синтетические. Большинство К. естественного происхождения нестойко к действию влаги, подвержено гниению, относительно быстро теряет со временем свои прочностные свойства. Основой для синтетич. К. служат мономеры, полимеры в растворах органич. растворителей или мономерах, полимеры, не содержащие растворителей, клеевые смолы, отверждающиеся в присутствии спец. добавок, эмульсии и т. д.

В соответствии с хим. природой и механизмом отверждения синтетич. К. разделяют на: 1) Термореактивные — К., необратимо отверждающиеся при нагреве или в присутствии спец. отвердителей — катализаторов (К. на основе фенольно-формальдегидных смол и их аналогов, полиуретанов, полиэпоксидов, полиэфиракрилатов, кремнийоргапич. смол и т. д.); термореактивные К. образуют прочные, но жесткие

и хрупкие клеевые швы. 2) Термопластичные — К., размягчающиеся при нагревании и вновь отверждающиеся при охлаждении (К. на основе полиамидов, полиакрилатов, поливинилацетата, поливинилхлорида и т. д.); такие К. отличаются меньшими прочностью и жесткостью. 3) Эластомерные — К. обычно на основе каучуков, сходные с термопластичными, но отличающиеся высокой эластичностью. Синтетич. К. чаще всего представляют собой композиции, в к-рых сочетаются полимерные материалы различных групп, что позволяет получить К. с оптимальными свойствами. Напр., фенольнокаучуковые К. сочетают высокую адгезию и теплостойкость фенольных смол с эластичностью каучуков.

Клеящая способность К. определяется испытаниями механич. свойств клеевых соединений на образцах стандартных размеров и формы. При склеивании металлов производится испытание на сдвиг и растяжение (при равномерном и неравномерном отрыве). При склеивании оргстекла, древесины и т. п. материалов стандартизовано испытание на скалывание; при склеивании тканей, теплоизоляционных и пленочных материалов — испытание на отслаивание.

Прочность клеевых соединений зависит от типа К., вида и прочности склеиваемых материалов (для универсальных К.) и состояния их поверхности, от воздействия различных физич. факторов: темп-ры эксплуатации, времени ее воздействия, влажности воздуха, действия капельной влаги, топлив, масел и т. д. Инертные материалы (полиэтилен, полипропилен, политетрафторэтилен, полиэтилентерефталат и др.) могут быть склеены нек-рыми К. после модифицирования — повышения полярности их поверхности специальной химич. обработкой. Наиболее высокопрочные современные синтетич. К. для металлов работают в интервале темп-р от десятков градусов ниже нуля до 200—300° выше нуля, имеют удовлетворительную длительную прочность и выносливость.

Лит.: 1) Клеи и технология склеивания. Сб. статей, под ред. Д. А. Кардашова, М., 1960; 2) Адгезия, клеи, цементы, припои, [сб. ст.], под ред. Н. Дебройна и Р. Гувинка, пер. с англ., М., 1954; 3) Кардашов Д. А. [и др.], Новые синтетические клеи для склеивания металлов и неметаллических материалов, «Пластические массы», 1959, № 1, с. 40—49; 4) Эпштейн Г., Склеивание металлов, пер. с англ., под ред. А. Т. Туманова, М., 1956; 5) Кардашов Д. А., Новые синтетические клеи, «Хим. наука и пром-сть», 1957, т. 2, № 5; 6) Жеребков С. К., Крепление резины к металлам, М., 1956; 7) Губенко А. Б., Клееные деревянные конструкции в строительстве. Проектирование, расчет и применение, М., 1957; 8) Бердинских И. П., Клеи и склеивание, Киев — М., 1952; 9) Артамохин Н. И., Шаронова М. С., Применение клеев в машиностроении, «Вестн. машиностроения», 1960, № 5. *Д. А. Кардашов, И. М. Заманский.*

КЛЕЙНА—НИШИНА ФОРМУЛА определяет интенсивность и поляризацию электромагнитного излучения при рассеянии на свободном покоящемся электроне; одна из основных ф-л, описывающих *Комптона явление*. Получена О. Клейном и И. Нишина (правильнее И. Нисина) в 1929 г. [1] и другим методом И. Е. Таммом в 1930 г. [2].

К. — Н. ф. дает дифференциальное эффективное сечение $d\sigma(\vartheta)$ для комптоновского рассеяния фотона под углом ϑ внутри элемента телесного угла $d\Omega$. Для плоскополяризованного излучения, рассеиваемого на покоящемся электроне,

$$d\sigma(\vartheta) = \frac{r_0^2}{4}\left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega'}+\frac{\omega'}{\omega}-2+4\cos^2\Theta\right)d\Omega. \quad (1)$$

Здесь ω и ω' — круговые частоты первичного и рассеянного фотонов, Θ — угол между направлениями их поляризаций, $r_0 = e^2/mc^2 = 2{,}8178\cdot10^{-13}$ *см* — т. н. классический радиус электрона, e и m — заряд и масса электрона. Для неполяризованного первичного излучения

$$d\sigma(\vartheta) = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega'}+\frac{\omega'}{\omega}-\sin^2\vartheta\right)d\Omega \quad (2)$$

(ϑ — угол между направлениями первичного и рассеянного фотонов). По ф-ле Комптона

$$\frac{\omega}{\omega'} = 1+\varepsilon(1-\cos\vartheta)$$

(здесь и ниже энергия первичного фотона $\varepsilon = \hbar\omega/mc^2$, $mc^2 = 511$ *кэв*, $\omega/2\pi$ — частота, $2\pi\hbar$ — постоянная Планка) и, следовательно,

$$d\sigma(\vartheta) = \frac{r_0^2}{2}\frac{1+\cos^2\vartheta}{[1+\varepsilon(1-\cos\vartheta)]^2}\times \times\left\{1+\frac{\varepsilon^2(1-\cos\vartheta)^2}{(1+\cos^2\vartheta)[1+\varepsilon(1-\cos\vartheta)]}\right\}d\Omega. \quad (3)$$

На рис. 1 дана зависимость $d\sigma$ от ϑ по ф-ле (3) в полярных координатах. Интенсивность энергии рассеянного излучения I_1 на расстоянии R от рассеивателя определяется ф-лой $I_1 = \frac{I}{R^2}\frac{\omega'}{\omega}\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}$, где I — интенсивность первичного пучка.

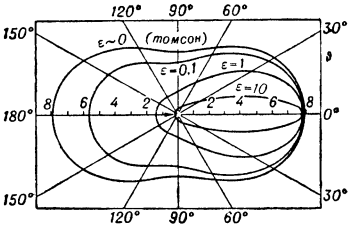


Рис. 1. Угловое распределение рассеянного излучения при различных энергиях первичного фотона $\varepsilon=\hbar\omega/mc^2$. Дифференциальное эффективное сечение на единицу телесного угла $d\sigma/d\Omega$ для числа фотонов, рассеянных на угол ϑ, равно длине радиуса вектора в направлении ϑ до пересечения его с кривой для данного ε. Одно деление шкалы $= 10^{-26}$ *см*^{2} на электрон. Направление первичного пучка указано стрелкой.

В пределе очень малых энергий первичного излучения К. — Н. ф. переходит в классич. ф-лу Дж. Томсона: $d\sigma(\vartheta) = \frac{r_0^2}{2}(1+\cos^2\vartheta)\,d\Omega$. Характерное отличие К. — Н. ф. от ф-лы Томсона — резко выраженная при больших энергиях направленность рассеянного излучения вперед по направлению первичного фотона. При $\hbar\omega \gg mc^2$ дифференциальное сечение $d\sigma(\vartheta)$ быстро убывает по мере роста ϑ.

Из К. — Н. ф. следует выражение для углового распределения комптоновских электронов отдачи. Дифференциальное эффективное сечение $d\sigma_{эл}(\varphi)$ для числа электронов, вылетающих под углом φ внутри элемента телесного угла $d\Omega_\varphi$, определяется выражением

$$d\sigma_{эл}(\varphi) = 4r_0^2\frac{(1+\varepsilon)^2\cos\varphi}{[1+2\varepsilon+\varepsilon^2\sin^2\varphi]^2}\times \times\left\{1+\frac{2\varepsilon^2\cos^4\varphi}{[1+2\varepsilon+\varepsilon^2\sin^2\varphi][1+\varepsilon(\varepsilon+2)\sin^2\varphi]}-\right. -\left.\frac{2(1+\varepsilon)^2\sin^2\varphi\cos^2\varphi}{[1+\varepsilon(\varepsilon+2)\sin^2\varphi]^2}\right\}d\Omega_\varphi. \quad (4)$$

Эта ф-ла удобнее других для сравнения с экспериментом.

Полное эффективное сечение комптоновского рассеяния σ (рис. 2) получается интегрированием К. — Н. ф. (3) по всем углам:

$$\sigma = \sigma_0\frac{3}{4}\left\{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^3}\left[\frac{2\varepsilon(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon}-\ln(1+2\varepsilon)\right]+ +\frac{1}{2\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon)-\frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2}\right\}. \quad (5)$$

Здесь $\sigma_0 = 8\pi r_0^2/3 = 6{,}653\cdot10^{-25}$ *см*^{2} — эффективное сечение томсоновского рассеяния. Для атома, имеющего Z электронов, эффективное сечение в Z раз больше. При $\hbar\omega \gg mc^2$ ($\varepsilon \gg 1$) полное сечение рассеяния становится равным $\sigma = \pi r_0^2\frac{1}{\varepsilon}(\ln 2\varepsilon + \frac{1}{2})$.

К. — Н. ф. выведена на основе *квантовой электродинамики* во 2-м порядке теории возмущений ($\sim e^4$) с использованием релятивистского *Дирака уравнения* для электрона. Ф-ла хорошо согласуется с опытом

и специально проверялась до энергии $\hbar\omega \sim 650\ mc^2$ (≈ 320 *Мэв*).

В след. случаях К. — Н. ф. нуждается в дополнениях. 1) При рассеянии на электроне, движущемся со скоростью v, поправки к ф-лам (1) — (5) имеют порядок $(v/c)^2$. Если энергия первичного излучения велика по сравнению с энергией связи электрона, то для легких атомов поправки ничтожны. Они могут быть существенными для комптоновского рассеяния на внутр. электронах тяжелых элементов. 2) Ф-лы (1) — (5) определяют сечение рассеяния на неориентированных электронах. Если рассеиватель намагничен, то К. — Н. ф. дополняется членами, зависящими от направления спина электрона. Эта зависимость максимальна для рассеяния назад излучения, поляризованного по кругу: $d\sigma_{\uparrow\uparrow}/d\sigma_{\uparrow\downarrow} = (1+2\varepsilon)^{-2}$ при $\vartheta = 180°$. Здесь $d\sigma_{\uparrow\uparrow}$ и $d\sigma_{\uparrow\downarrow}$ — эффективные сечения при одинаковом ($\uparrow\uparrow$) и при противоположном ($\uparrow\downarrow$) направлении спина электрона относительно направления первичного пучка; знак + для правой круговой поляризации первичных фотонов, знак — для левой [6]. 3) При больших энергиях существенны *радиационные поправки*, обусловленные взаимодействием с нулевыми колебаниями электромагнитного поля и поляризацией электронно-позитронного вакуума. Поправки порядка e^6 к дифференциальному эффективному сечению составляют от 4% (при 50 *Мэв*) до 9% (при 1 000 *Мэв*) для $\vartheta = 0°$ и $\sim 1\%$ для тех же энергий при $\vartheta = 180°$.

Рис. 2. Зависимость полного эффективного сечения комптоновского рассеяния от энергии первичного излучения ε: σ — эффективное сечение для числа рассеянных фотонов; σ_1 — эффективное сечение для энергии, отдаваемой электрону, $\sigma_0^u = 8\pi r_0^2/3$. Эффективные сечения в единицах 10^{-25} *см*^{2} на электрон.

К. — Н. ф. применима для рассеяния фотона на всех заряженных частицах, для к-рых справедливо ур-ние Дирака, т. е. имеющих спин $^1/_2$ и магнитный момент $e\hbar/2Mc$, где M — масса частицы.

Лит.: 1) Klein O., Nishina Y., «Z. Phys.», 1929, Bd 52, H. 11—12, S. 853; 2) Tamm Ig., там же, 1930, Bd 62, H. 7—8, S. 545; 3) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956; Ахиезер А. И. и Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 4) Курносова Л. В., «УФН», 1954, т. 52, вып. 4, с. 603; 5) Davisson C. M., Evans R. D., «Revs. Mod. Phys.», 1952, v. 24, p. 79; 6) Шоппер Х., «УФН», 1959, т. 69, вып. 3, с. 603. *М. А. Листенгартен, М. А. Слив.*

КЛЕЙНА—РОССЕЛАНДА СООТНОШЕНИЕ применяется при рассмотрении процессов передачи энергии и процессов излучения в газах и имеет важное значение для плазмы. Установлено О. Клейном (O. Klein) и С. Росселандом (S. Rosseland) в 1923 г. К. — Р. с. устанавливает связь между поперечными сечениями для соударений 1-го и 2-го рода, происходящих между атомами и электронами, и имеет вид $g_2 E Q_{21}(E) = g_1 (E + \Delta E) Q_{12}(E + \Delta E)$, где g_1 и g_2 — статистич. веса нижнего и верхнего уровней атома, ΔE — разность энергий соответствующих состояний атома, $Q_{12}(E + \Delta E)$ — поперечное сечение для удара 1-го рода между атомом и электроном с энергией $E + \Delta E$, $Q_{21}(E)$ — поперечное сечение для удара 2-го рода между атомом и электроном с энергией E. К. — Р. с. — частный случай *детального равновесия принципа*. *В. Г. Колошников.*

КЛЕЙНА—ФОКА—ГОРДОНА УРАВНЕНИЕ — релятивистски инвариантное квантовое ур-ние для частиц со спином нуль, описываемых однокомпонентной скалярной или псевдоскалярной (относительно *Лоренца преобразований*) волновой ф-цией φ. В отсутствие внешнего поля К. — Ф. — Г. у. для частиц массы m имеет вид

$$(\Box + \varkappa^2)\,\varphi(x) = 0, \qquad (1)$$

где x — совокупность четырех координат $(x_1, x_2, x_3) = \boldsymbol{r}$ и $x_0 = ct$ (c — скорость света, t — время), $\Box = \frac{\partial^2}{c^2\partial t^2} - \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$ — оператор Д'Аламбера, $\varkappa = mc/\hbar$, где m — масса частиц. Ур-нию (1) удовлетворяет также любая компонента волновой ф-ции частиц произвольного спина; однако только в случае спина нуль $\varphi(x)$ по отношению к преобразованию Лоренца является инвариантом. К. — Ф. — Г. у. описывает π-мезоны (φ — псевдоскаляр). При наличии внешнего поля ур-ние (1) усложняется. В частности, в случае электрически заряженных частиц заряда e при наличии внешнего электромагнитного поля, описываемого 4-потенциалом A_μ, в (1) $\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$), заменяется на $\frac{\partial}{\partial x_\mu} - \frac{ie}{\hbar c} A_\mu$.

Из К. — Ф. — Г. у. следует ур-ние непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} \boldsymbol{j} \qquad (2)$$

для плотности заряда ρ и плотности тока $\boldsymbol{j}$:

$$\rho = i\left(\varphi^* \frac{\partial \varphi}{\partial x_0} - \frac{\partial \varphi^*}{\partial x_0}\varphi\right), \quad \boldsymbol{j} = -i\,(\varphi^* \nabla\varphi - \nabla\varphi^* \cdot \varphi),$$

образующих вместе 4-вектор.

Следует подчеркнуть, что ρ не является положительно определенной величиной. Поэтому ρ не может быть интерпретировано как плотность вероятности.

Но $e\rho$ и $\boldsymbol{j}$ имеют физич. смысл плотности электрич. заряда и тока для частиц со спином 0. Это становится, в частности, очевидным после вторичного квантования, когда $\rho(x)$ и $\boldsymbol{j}(x)$ вместе с $\varphi(x)$ становятся операторами.

Для частиц с импульсом p_μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$, $p_0 = E/c$) решения ур-ния (1) имеют вид:

$$\varphi_p(x) = Ce^{ikx}, \quad kx = k_0 x_0 - \boldsymbol{kr}, \quad k_\mu = p_\mu/\hbar,$$

где C — нормировочная константа. Ее определяют, либо нормируя интеграл от ρ на δ-функцию от 4-импульса (интеграл берется по всему пространству)

$$i\int \left(\varphi^*_p \frac{\partial \varphi_{p'}}{\partial x_0} - \frac{\partial \varphi^*_p}{\partial x_0}\varphi_{p'}\right) d^4x = \delta(p - p') \qquad (3)$$

(тогда $C = 1/(2\pi\hbar)^2 \sqrt{2\kappa_0}$), либо, как часто принимают при квантовании поля $\varphi(x)$, полагая, что $\varphi(x)$ отлично от нуля лишь внутри нек-рого конечного, хотя и достаточно большого объема V, в к-ром находится частица. Это соответствует условию:

$$\int_V \left(\varphi^*_p \frac{\partial \varphi_p}{\partial x_0} - \frac{\partial \varphi^*_p}{\partial x_0}\varphi_p\right) d^3x = 1, \qquad (4)$$

и тогда $C = 1/\sqrt{2\kappa_0}$.

Ур-ние (1) вместе с (2) приводит к правильному релятивистскому соотношению между импульсом и энергией: $E^2 - c^2p^2 = (mc^2)^2$.

К. — Ф. — Г. у. (1) может быть получено с помощью обычного вариационного принципа из лагранжиана поля со спином 0, записанного в виде

$$L = \frac{\partial \varphi^*}{\partial x_p}\frac{\partial \varphi}{\partial x_p} + \varkappa^2 \varphi^*(x)\varphi(x). \qquad (5)$$

Лит.: 1) Боголюбов Н. Н. и Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, М., 1957; 2) Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947. *И. С. Шапиро.*

КЛЕРО УРАВНЕНИЕ — дифференциальное ур-ние вида

$$y = xy' + \varphi(y'),$$

где φ — произвольная (дифференцируемая) ф-ция. Общее решение К. у. имеет вид $y = Cx + \varphi(C)$, где C — произвольная постоянная; геометрически оно представляет собой однопараметрич. семейство прямых. Огибающая этого семейства является особым решением К. у. с параметрич. ур-ниями: $x = -\varphi'(C)$, $y = -C\varphi'(C) + \varphi(C)$. К. у. — частный случай *Лагранжа уравнения*. *В. И. Битюцков.*

КЛЕЯЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ — см. *Клеи.*

КЛИН ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ — устройство для ослабления пучка лучей, применяемое в *фотометрах*. Существуют 2 типа К. ф.: в одном происходит ослабление яркости пучка, в другом — уменьшение площади его поперечного сечения. В 1-м случае К. ф. представляет собой клин из поглощающего вещества (напр., поглощающего стекла), либо тонкий, постепенно утолщающийся слой, нанесенный тем или иным способом на прозрачную подложку. Коэфф. пропускания К. ф. $\tau = (1-\rho)^2 \cdot 10^{-Rl}$, где l — толщина клина, R — показатель поглощения вещества клина, ρ — коэфф. отражения от каждой поверхности К. ф. Величина ослабления пучка измеряется по величине перемещения клина, обычно линейно связанной с его толщиной. Основной недостаток такого типа К. ф. состоит в зависимости R от длины волны. Достаточно полного постоянства R можно добиться лишь в сравнительно узких участках спектра, используя спец. сорта стекол («нейтральный» фильтр) в видимой области или тонкий слой платины в ультрафиолетовой и видимой областях.

В спектрофотометрах и нек-рых др. приборах, где указанный недостаток особенно ощутим, применяют 2-й тип К. ф., состоящий из одной или нескольких клиновидных диафрагм, вводимых в пучок и уменьшающих площадь его сечения. К. ф. располагают в плоскости апертурной или полевой *диафрагмы* или в сопряженных с ними плоскостях. Если апертурная диафрагма освещена однородно, то относительное изменение потока, проходящего через прибор, равно относительному изменению площади апертурной диафрагмы. Это дает простой способ фотометрич. отсчетов по перемещению К. ф. В К. ф. такого типа спектральная селективность определяется только дифракционными эффектами и сравнительно невелика.

Лит.: Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, Л.—М., 1936. *С. Г. Раутиан.*

КЛИРФАКТОР — то же, что *коэффициент гармоник.*

КЛИСТРОН — работающая в диапазоне СВЧ электронная лампа, в к-рой вследствие модуляции скорости электронов происходит преобразование постоянного по плотности электронного потока в переменный (см. *СВЧ электронные приборы*). В К. пространство, где происходит группирование электронного потока (превращение модуляции потока по скорости в модуляцию по плотности), отделено от пространства, в к-ром сгруппированный поток взаимодействует с электромагнитным полем. Группирование происходит на протяжении неск. периодов высокочастотного поля. Взаимодействие сгруппированного луча с полем резонатора происходит в продолжение долй периода.

Клистроны могут служить для усиления, генерации, *умножения частоты*, *детектирования* и смешения частот в диапазоне СВЧ. В зависимости от величины мощности на выходе $P_{вых}$ условно различают: К. малой ($P_{вых} < 0{,}1$ *вт*), средней ($P_{вых} \approx$ *вт*) и большой ($P_{вых} \approx$ *квт* в непрерывном режиме) мощности.

Среди маломощных К. наиболее распространены отражательные К., применяющиеся гл. обр. для генерации электромагнитных волн диапазона СВЧ. Устройство отражат. К. см. на рис. 1. Электронная пушка (катод K, фокусирующий электрод $Ф$ и анод A) создает электронный поток, пронизывающий сетки ab и cd объемного резонатора C. Электронный поток ускоряется постоянным напряжением U_0, приложенным между катодом и резонатором. За резонатором помещен отражатель E— электрод, потенциал к-рого обычно отрицателен по отношению к потенциалу катода K. В пространстве между C и E (пространство группировки) электроны поворачивают обратно к резонатору и вновь пролетают через его сетки. Пусть электронный поток при прямом движении через резонатор модулируется по скорости переменным напряжением $U = U_1 \sin \omega t$, приложенным между сетками резонатора ($U_1 < U_0$). В пространстве группировки эта модуляция переходит в модуляцию по плотности тока; при определенном соотношении между потенциалами на электродах отражат. К. и размерами К. (см. ниже) модулированный по плотности отраженный поток отдает часть своей энергии полю резонатора и поддерживает в нем колебания (если ток в потоке достаточно велик). Начальная модуляция электронного потока, необходимая для возбуждения К., осуществляется благодаря флуктуациям напряжения между сетками резонатора. После пролета отраженного потока через резонатор бо́льшая часть электронов потока оседает на резонаторе и из дальнейшего процесса выпадает. В сантиметровом диапазоне генерируемая К. мощность выводится из резонатора обычно с помощью индуктивной связи (петля связи $П$) и коаксиальной линии. В миллиметровом диапазоне резонатор К. непосредственно излучает высокочастотную энергию в *волновод.*

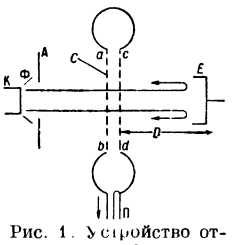


Рис. 1. Устройство отражательного клистрона

Образование электронных сгустков иллюстрируется рис. 2, изображающим движение электронов в пространстве группировки. По вертикальной оси отложено расстояние от резонатора. Электроны, для к-рых $U_1 \sin \omega t > 0$, получат дополнит. ускорение по отношению к скорости $v_0 = \sqrt{2eU_0/m}$, где e и m — заряд и масса электрона; электроны, для к-рых $U_1 \sin \omega t < 0$, замедляются. В пространстве группировки 1-я группа электронов (напр., электрон *1*) ближе подойдет к отражателю, чем неускоренные электроны (электрон *2*). Электроны, замедленные полем резонатора повернут к резонатору на еще большем расстоянии от отражателя, чем электрон *2*. Электроны *1*, *2*, *3*, а также все те, к-рые влетают в пространство отражателя между электронами *1* и *3*, возвращаются в резонатор в один

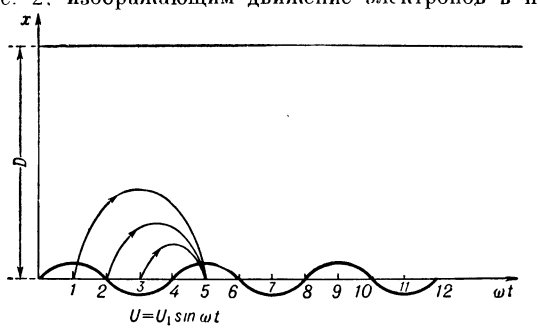


Рис. 2. Траектории электронов в пространстве группировки в координатах $x, \omega t$ для нулевой зоны ($n = 0$).

и тот же момент времени, когда переменное поле в резонаторе является максимально тормозящим для отраженных электронов Все электроны, вылетающие из резонатора между электронами 1 и 3, образуют сгусток: центр сгустка соответствует движению электрона 2, к-рый проходит через высокочастотный зазор в момент, когда поле в зазоре меняет свой знак от ускоряющего на замедляющее. Электроны, вылетающие из резонатора в течение полупериода, когда напряжение меняется от максимально отрицательного до максимально положительного, не образуют сгустка, а рассеиваются, возвращаясь в резонатор в течение целого периода.

Условие образования сгустка можно записать в виде:

$$\omega T_n = 2\pi (n + {}^3/_4), \qquad (1)$$

где T_n — полное время движения среднего электрона в пространстве отражателя, а n целое число (0, 1, 2,...), наз номером зоны колебаний. Характер движения среднего электрона при возбуждении на различных зонах ясен из рис. 3, откуда видно также, что возбуждение на весьма больших n становится невозможным из-за попадания электронов на отражатель. Реальные К. обычно возбуждаются при $n = 2$ или $n = 3$, т. к. при работе на этих зонах отношение мощности, отдаваемой в резонатор потоком, к потерям в самом резонаторе оказывается бо́льшим, чем при работе в др. зонах. Тормозящее поле, действующее на электрон в пространстве отражателя $E_0 = (U_0 - U')/D$, где U' — потенциал отражателя относительно катода; ускорение электронов a в этом постоянном поле: $a = eE_0/m = e(U_0 - U')/Dm$. Время пролета τ среднего электрона от резонатора до плоскости, в к-рой его скорость $v_0 = 0$, дается ф-лой:

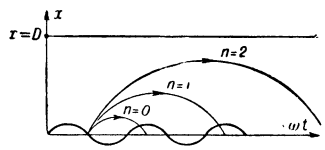


Рис 3 Траектории «среднего электрона» в пространстве группировки отражательного клистрона в координатах x, ωt для $n = 0, 1, 2,...$

$$\tau = mv_0 D/e\,(U_0 - U'). \qquad (2)$$

Полное время движения среднего электрона в пространстве отражателя равно 2τ. Приравнивая (2) к (1), получим необходимое условие генерации отражат. К. в зоне номера n:

$$\pi (n + {}^3/_4) = \omega\, Dmv_0/e\,(U_0 - U') = \frac{\omega D\sqrt{2U_0}}{\sqrt{e/m}\,(U_0 - U')}. \qquad (3)$$

В ф-ле (3) $U' < 0$, так что $(-U') > 0$. Ур-ние (3) описывает условия, относящиеся к центру зоны номера n. При увеличении U_0 и $|U'|$ возрастает тормозящее поле E_0, что приводит, как видно из (3), к уменьшению n. Приравнивая мощность взаимодействия отраженного потока с полем резонатора мощности потерь в резонаторе, получим достаточное условие генерации отражат. К. в зоне n, заключающееся в том, что электронный ток в потоке должен быть достаточно большим (см. табл. 1). Минимальное значение электронного тока, при к-ром начинаются колебания, наз. пусковым током [1, 4, 9].

В приведенных выше рассуждениях не учитывались действие кулоновских сил и конечность времени пролета между сетками резонатора. Эти факторы ухудшают группировку потока в К. и уменьшают отдаваемую им мощность.

Отражат. К. обладает свойством электронной перестройки частоты: частота, генерируемая К., плавно изменяется (в нек-рых пределах) при изменении потенциала отражателя. Пусть отражательный К. генерирует частоту ν, близкую к собственной частоте резонатора ν_0. При этом каждый раз, когда поле в зазоре является максимально тормозящим для отраженного потока, через зазор пролетает сгусток электронов. Промежуток времени между пролетом двух последоват. сгустков через зазор резонатора равняется периоду колебаний $T = 1/\nu = 2\pi/\omega$. При уменьшении U' ($|U'|$ увеличивается) центр сгустка, очевидно, будет неск. раньше попадать в резонатор, что вызовет увеличение частоты автоколебаний; наоборот, увеличение U' (уменьшение $|U'|$) приводит к тому, что сгусток будет попадать в резонатор с нек-рым опозданием и частота автоколебаний уменьшится. Электронная перестройка отражат. К. характеризуется диапазоном и крутизной. При изменении U' наряду с изменением частоты изменяется выходная мощность P. Условно диапазоном электронной перестройки частот $\Delta\nu$ наз. диапазон, в пределах к-рого мощность уменьшается в 2 раза относительно макс. значения в данной зоне (рис. 4). В центре каждой зоны $\nu = \nu_0$. Диапазон электронной перестройки отражат. К. обычно составляет 0,5—1% от *несущей частоты*, крутизна порядка неск. *Мгц/в* (см. табл. 1). Электронная перестройка частоты позволяет применять отражат. К. в различных схемах модуляции частоты. Отражат. К. может служить умножителем частоты, а также детектором и смесителем СВЧ. В режиме детектора (рис. 5) отражатель имеет относительно катода небольшой потенциал, так что в отсутствие сигнала СВЧ ток на отражатель весьма мал. Ток с катода выбирается меньшим пускового, и, следовательно, собственные колебания в К. не возбуждаются. Если теперь в резонатор подать сигнал СВЧ, то часть электронов ускоряется и попадает на отражатель. Ток на отражатель является, т. о., индикатором, т. е. детектором сигнала СВЧ. Такой электронный детектор обладает хорошей чувствительностью (порядка 1 *мка/мквт*) и в отличие от кристаллич. детектора может работать после прохождения мощных импульсов СВЧ.

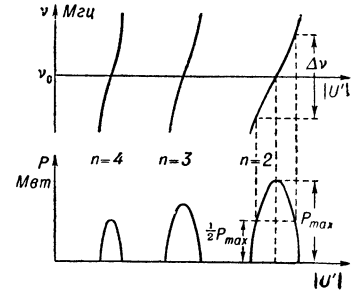


Рис. 4 Мощность P и частота ν отражательного клистрона в зависимости от потенциала отражателя U' для $n = 2$, 3 и 4.

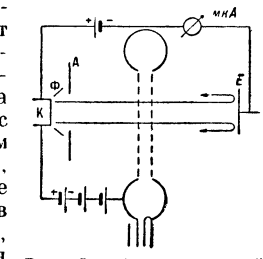


Рис. 5. Отражательный клистрон в режиме детектирования

Отражат. К. может применяться как усилитель. При этом ток в пучке должен быть меньше пускового; модуляция потока по скорости, созданная входным сигналом, превращается в отраженном потоке в модуляцию по плотности тока, возбуждающего в резонаторе усиленный сигнал, к-рый снимается с этого же резонатора.

Если в резонатор отражат. К., в к-ром ток меньше, чем пусковой, подать одновременно 2 сигнала СВЧ с близкими частотами ν_1 и ν_2, попадающими в резонансную полосу резонатора, то в цепи отражателя (при условии $U' \approx 0$) появится ток разностной частоты $\nu_1 - \nu_2$. Т. о. отражат. К. может служить смесительной лампой для сигналов близких частот.

Конструктивно отражат. К. делятся на К. с внешним и с внутренним резонаторами Первые (рис 6) имеют стеклянный баллон и разборный резонатор.

Средняя часть торцовых стенок резонатора представляет собой медные диски $Д$ с сетками C_1 и C_2 в центре, к-рые впаиваются в стеклянную оболочку, образуя внутр. часть резонатора. К краям диска, выступающим снаружи, присоединяется внешняя часть резонатора. Отражатель E имеет вогнутую форму для дополнит. фокусировки отраженного потока; катод подогревный. Отражат. К. с внутр. резонатором имеет металлич. оболочку; резонатор содержит 2 диафрагмы с сетками в центре, через к-рые пролетает электронный поток. Механич. настройка частоты производится спец. устройством, к-рое, деформируя диафрагмы, меняет расстояние между сетками.

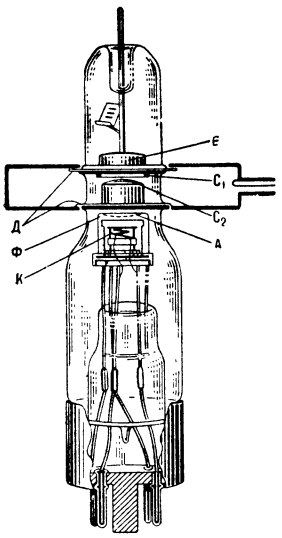


Рис. 6. Отражательный клистрон с внешним колебательным контуром и выводом энергии с помощью петли связи; $К$ — катод, $А$ — анод.

Отражательные К. благодаря простоте конструкции и электронной настройке широко применяются как лабораторные генераторы СВЧ (малой и средней мощности), как *гетеродины* приемников радиолокационных станций, а также как гетеродины и генераторы трансляционных станций. В зависимости от диапазона и назначения они имеют мощность от неск. *мвт* в миллиметровом диапазоне (кпд — доли %) до неск. *вт* в сантиметровом (кпд — неск. %). В табл. 1 приведены параметры нек-рых отечественных отражат. К. в сантиметровом диапазоне; напряжение накала 6,3 *в*, ток накала 0,6—0,8 *а*.

Табл. 1. — Характеристики некоторых типов отражательных клистронов.

Тип	Конструктивное оформление	Диапазон длин волн в *см*	Выходная мощность (не менее) в *Мвт*	Диапазон электронной настройки (не менее) в *Мгц*	Крутизна электронной настройки в *Мгц/в*	Ускоряющее напряжение в *в*	Ток пучка в *ма*	Напряжение на отражателе в *в*
К-29	Металлич. с внутр. резонатором	2,9 —3,4	15	30	2	320	20—45	150—450
К-30	То же	3,3 —3,9	15	30	2	320	20—45	80—350
К-31	» »	3,7 —4,3	20	20	1	320	25—50	50—300
К-32	» »	4,2 —5,4	20	20	1	320	25—50	50—300
К-33*	» »	1,8 —2,1	10	40	3	400	20—45	150—600
К-34	» »	2,8 —2,5	10	40	2,5	400	20—45	100—550
К-35	» »	2,48—3	10	35	2	350	20—45	50—500
К-41	Стеклянный с внешним резонатором	12 —22	80	**	0,2	250	60	50—350
К-42	То же	20 —33	80	**	0,1	250	60	40—250
К-48***	» »	6,8 —8,8	100	30	0,4	180	70	50—400

* С принудительным охлаждением. ** Диапазон электронной перестройки 0,5 % от рабочей частоты. *** Применяется $Л$-катод (см. *Катоды термоэлектронные*).

В качестве усилителей и генераторов малой и средней мощности нек-рое распространение получили также пролетные двухконтурные К. На рис. 7 схематически изображен усилительный двухконтурный К. с двумя объемными резонаторами C_1 и C_2 (входным и выходным). Резонаторы разделены пространством группировки (протяженностью l), наз. также пролетным пространством, или пространством дрейфа, в к-ром внешние электрич. поля отсутствуют. В резонатор C_1 поступает по коаксиальной линии усиливаемый высокочастотный сигнал частоты ω, модулирующий скорость электронов.

Образование электронных сгустков в пространстве дрейфа двухконтурного К. изображено на рис. 8; ось x направлена по оси электронного потока, и на ней отложено расстояние от входного резонатора, по горизонтальной оси отложено время t. Средняя скорость электронного потока v_0 соответствует прямой с углом наклона α_0 к оси t ($\operatorname{tg}\alpha_0 = v_0$). Пусть синусоидальная кривая $U_1 \sin\omega t$ соответствует напряжению между сетками входного резонатора. Электроны, для которых $U_1 \sin\omega t > 0$ (2, 6, 10), ускорятся, электроны, для которых $U_1 \sin\omega t < 0$ (0, 4, 8), замед-

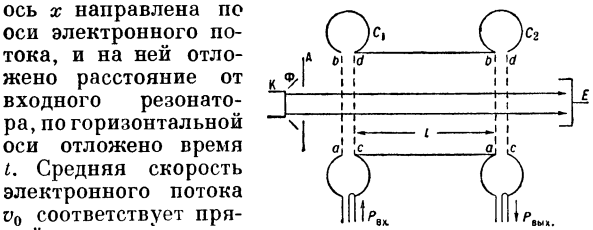


Рис. 7. Усилительный двухконтурный клистрон

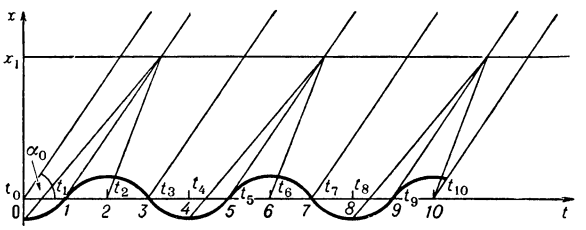


Рис. 8. Траектории электронов в пространстве дрейфа двухконтурного клистрона в координатах x, t.

лятся; электроны *1*, *3*, *5*, *7*, пролетающие через сетки резонатора в моменты, когда поле в резонаторе равно 0, двигаются со средней скоростью v_0. Электроны, вылетевшие из резонатора в интервале времени $t_0 < t < t_2$, группируются вокруг электрона *1*, и на нек-ром расстоянии $x = x_1$ траектории этих электронов пересекаются. Т. о., в плоскости x_1 быстрые электроны догоняют медленные, вылетевшие ранее, что приводит к образованию электронного сгустка. Аналогично ведут себя электроны, вылетевшие из резонатора в интервале времени $t_4 < t < t_6$, и т. д. В отличие от отражат. К., сгустки образуются вокруг электронов (*1*, *5*, *9*), попадающих в поле входного резонатора в момент перехода от тормозящего значения поля к ускоряющему. Если в плоскости x_1 поместить выходной резонатор, настроенный на частоту входного резонатора, с достаточно малыми потерями, то возбужденное в выходном резонаторе напряжение и мощность значительно превышают напряжение и мощность во входном резонаторе. Электронный поток, прошедший через выходной резонатор, попадает на коллектор.

Двухконтурный К. имеет небольшой коэфф. усиления порядка 10 *дб* по мощности ($G_{дб} = 10 \lg P_{вых}/P_{вх}$). Если токи в пучке ≈ 100 *ма*, то при напряжении $U_0 \approx 1$ *кв* мощность на выходе усилителя может равняться неск. *вт*. При наличии обратной связи двухконтурный К. может генерировать колебания СВЧ.

Двухконтурные генераторные К. в сантиметровом диапазоне могут давать мощность порядка десятков *вт* при токе в пучке, равном 100 *ма* и U_0 = неск. *кв*. Кпд двухконтурного генераторного К. порядка 5—10%. Двухконтурный К. может также работать как умножитель частоты; при коэфф. умножения, равном 10, мощность на выходе в сантиметровом диапазоне составляет доли *вт*. Недостатком К. — усилителя является узкополостность, связанная с наличием высокодобротных резонаторов.

Значительное распространение получили пролетные многоконтурные К., содержащие N резонаторов, пронизываемых электронным потоком (N = 3, 4, 5, 6). Трехконтурный К. имеет 3 резонатора C_1, C_2 и C_3. Резонатор C_1 — входной; он осуществляет предварит. модуляцию электронного потока по скорости, к-рая в 1-м пространстве дрейфа между C_1 и C_2 разбивает поток на сгустки. 2-й резонатор не имеет высокочастотной нагрузки; в нем возбуждаются колебания значит. амплитуды, к-рые осуществляют дополнит. модуляцию электронного потока. В результате электронный поток приходит к выходному резонатору C_3 почти полностью модулированным по плотности. В трехрезонаторном К. можно получить усиление порядка 30—40 *дб* (по мощности) и мощность в импульсе порядка неск. *Мвт*. Аналогичными свойствами обладают К. с N = 4, 5, 6 (см. табл. 2). Пре-

Табл. 2. — Характеристики некоторых типов многорезонаторных пролетных клистронов.

Число резонаторов N	Частота $\nu = \omega/2\pi$ в *Мгц*	Усиление по мощности в *дб*	кпд в %	Мощность в *квт*	Полоса усиливаемых частот в %	Режим работы
2	9310	14	18	7.5	0.45	импульсный
3	450	25	40	12	1.3	непрерывный
3	720—1000	30	42	10	0,25	»
3	2857	35	33	20 000	0.25	импульсный
4	6000	50—60	>30	2	—	непрерывный
4	2150—2400	50—60	>30	10	—	»
5	9550	70	9,7	0.01	0.02	»
5	24000	70	4	0.004	0.2	непрерывный
6	3000	50		25 000	6.3	импульсный

имуществами многоконтурных пролетных К. по сравнению с усилителями СВЧ являются: большой коэфф. усиления, большая мощность на выходе, отсутствие связи между входными и выходными цепями. Многоконтурные К. применяются в устройствах питания ускорителей заряженных частиц, а также в передатчиках мощных радиолокационных станций. В многоконтурных К. с внутр. резонаторами частота настраивается либо спец. винтами, вводимыми в полость резонатора через вакуумное уплотнение, либо с помощью устройств, изменяющих расстояние между сетками резонатора. В К. с внешним резонатором внутри вакуумного баллона находятся лишь сетки и часть кольцевых выводов, впаянных в стеклянный баллон. Разборные резонаторы находятся вне вакуумного баллона. Коллектор К. имеет обычно конич. форму, что приводит к более равномерному оседанию на нем электронного потока и устраняет местные перегревы. Для мощных многоконтурных К. применяется водяное охлаждение коллектора и корпуса К. В К. малой мощности в зазорах применяют сетки, увеличивающие коэфф. связи пучка с полем резонатора, хотя эти сетки неск. уменьшают прохождение тока. С увеличением тока и потенциала луча темп-ра сеток возрастает. Поэтому многоконтурные мощные К. не имеют сеток. Для фокусировки электронного пучка в пролетных К. обычно применяется магнитное продольное поле, создаваемое соленоидами либо постоянными магнитами.

Лит.: 1) Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1961; 2) Коваленко В. Ф., Введение в электронику сверхвысоких частот, 2 изд., М., 1955; 3) Кацман Ю. А., Вопросы теории многорезонаторных клистронов, М., 1958; 4) Гвоздовер С. Д., Теория электронных приборов сверхвысоких частот, М., 1956; 5) Калинин В. И. и Герштейн Г. М., Введение в радиофизику, М., 1957; 6) Лопухин В. М., Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, М., 1953; 7) Шевчик В. Н., Основы электроники сверхвысоких частот, М., 1959; 8) Радиофизическая электроника, М., 1960; 9) Гапонов В. И., Электроника, ч. 2, М., 1960.

В. М. Лопухин.

КЛЮЧ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ (тепловой) — устройство, позволяющее разрывать тепловой контакт между источником холода и охлаждаемым телом при экспериментах в области темп-р ниже 1° К. В сверхпроводящем тепловом ключе используется значительное (до 10^4 раз) уменьшение теплопроводности сверхпроводника при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние, если рабочая темп-ра значительно ниже *критической температуры* сверхпроводника. Конструктивно К. с. выполняется в виде отрезка тонкой (0,1—0,3 *мм*) проволоки из тантала или свинца, длиной от нескольких *см* до нескольких десятков *см*, соединяющего охлаждаемое тело с парамагнитной солью, адиабатич. размагничиванием к-рой осуществляется охлаждение. Во время охлаждения образца сверхпроводимость проволоки разрушается внешним магнитным полем (ключ открыт). При снятии магнитного поля сверхпроводимость восстанавливается и тепловое сопротивление проволоки резко возрастает (ключ разомкнут). Практически при разомкнутом ключе удается добиться того, что теплоподвод к образцу не превышает нескольких *эрг/мин*.

Достоинством К. с. является возможность многократного размыкания и замыкания в отличие от др. однократных методов разобщения образца от источника холода, напр. вымораживанием газообразного теплообменного гелия. Применение для тех же целей механич. тепловых контактов не дает положительных результатов из-за сравнительно большого тепла, выделяющегося вследствие неизбежных вибраций. К. с. применяется для измерения теплоемкостей при сверхнизких темп-рах, а также при получении сверхнизких темп-р многоступенчатым циклическим размагничиванием.

Лит.: 1) Амблер Е. и Хадсон Р. П., Магнитное охлаждение, «УФН», 1959, т. 67, вып. 3, с. 445—504; 2) Физика низких температур, под общ. ред. Шальникова А. И., пер. с англ., М., 1959, с. 590.

Г. И. Косоуров.

К-МЕЗОНЫ — элементарные нестабильные частицы, масса к-рых больше, чем масса π-мезона $m_\pi \approx 270\ m_e$ (где m_e — масса электрона), и меньше, чем масса протона (m_p = 1 836 m_e) (см. *Пи-мезоны*, *Протон*). Такое определение было дано в 1954 г., когда очень мало было известно о спектре масс элементарных частиц. Уже к середине 1958 г. было достоверно доказано только существование К-м. с массой, близкой к 970 m_e. Поэтому К-м. сейчас наз. элементарные частицы с массой, близкой к 970 m_e, и первоначальное определение потеряло силу.

Открытие К-м. нельзя связать с одной к.-л. научной работой, т. к. сведения об их существовании получены благодаря работам ученых всего мира. 1-е исследование, где указывалось на определенные свойства распада новых частиц, было выполнено в 1947 г. Рочестером (G. D. Rochester) и Батлером (C. C. Butler).

До 1954 г. К-м. были наблюдены только при исследовании космич. излучения в основном с помощью камеры Вильсона и толстослойных фотопластинок. Наблюдения носили гл. обр. качественный характер. После пуска в США и СССР гигантских ускорителей

(*синхрофазотроны* и *синхротроны*, ускоряющие протоны и электроны до энергии порядка нескольких *Бэв*) стали проводиться количественные исследования свойств К-м. различными методами: с помощью фотопластинок, камер Вильсона, диффузионных и пузырьковых камер и электронными методами регистрации частиц.

Свойства К-м. приведены в табл. 1, где для сравнения даны свойства π-мезонов.

Табл. 1. — Внутренние свойства мезонов.

Символ частицы	Символ античастицы	Спин	Масса		Среднее время жизни (в *сек*)
			в *Мэв*	в m_e	
π^0	π^0	0	135,00±0,05	264,20	$(2,3\pm0,8)\cdot10^{-16}$
π^+	π^-	0	139,53±0,05	273,18	$(2,55\pm0,03)\cdot10^{-8}$
K^+	K^-	0	493,9 ±0,2	966,6	$(1,224\pm0,013)\cdot10^{-8}$
K^0	$\tilde{K}^0$	0	497,8±0,6	974,7 $\begin{cases}K_1^0\\K_2^0\end{cases}$	$(1,00\pm0,04)\cdot10^{-10}$ $(6,1\pm1,1)\cdot10^{-8}$

Сильные взаимодействия К-мезонов. Как видно из табл. 1, кроме заряженных К-м. (K^+ и K^-), существуют 2 нейтральных вида К-м. (K^0 и $\tilde{K}^0$).

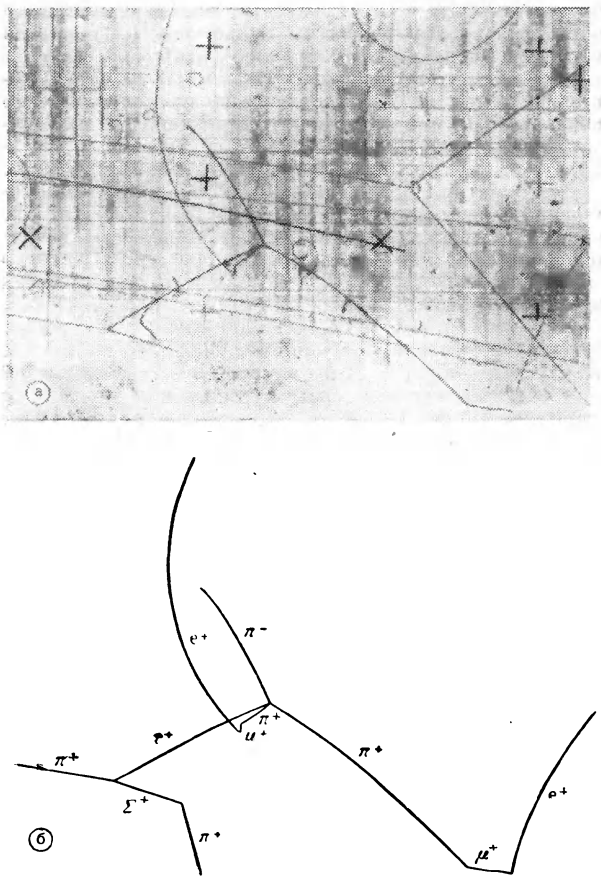


Рис. 1. Фотография *а* и схема *б* совместного рождения τ^+-мезона и Σ^+-гиперона в реакции $\pi^+ + p \to \Sigma^+ + \tau^+$;
$\Sigma^+ \to \pi^+ + n$; $\tau^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$
$\to \mu^+ + \nu$
$\to e^+ + \nu + \tilde{\nu}$
$\to \mu^+ + \nu$
$\to e^+ + \nu + \tilde{\nu}$

Снимок получен в пропановой камере на французском синхрофазотроне «Сатурн».

Зарядовая независимость процессов сильного взаимодействия элементарных частиц приводит к тому, что нуклоны, гипероны, π-мезоны и К-м., т. е. все сильно взаимодействующие частицы, группируются в «зарядовые мультиплеты». Например, нуклон — зарядовый дублет (нейтрон и протон), π - мезон — зарядовый триплет π^+, π^0 и π^-, а антинуклон — зарядовый дублет (антинейтрон и антипротон). Для нейтральных π-мезонов частица и античастица тождественны, т. е. имеется только 1 тип нейтрального π-мезона — π^0-мезон. Для К-м. имеются дублет частиц (K^+ и K^0) и дублет античастиц (K^- и $\tilde{K}^0$). Физич. причина различимости K^0- и $\tilde{K}^0$-мезонов состоит в том, что K^0 и $\tilde{K}^0$ имеют разные знаки нек-рого квантового числа (т. н. *странность*), сохраняющегося в сильных процессах взаимодействия. Странность отличается от 0 для странных частиц, т. е. для гиперонов и К-м. Странность K^+ и K^0-мезонов равна 1, а странность $\tilde{K}^0$- и K^--мезонов равна —1.

Из закона сохранения странностей следует, что странные частицы не могут рождаться поодиночке, а должны рождаться совместно с частицами противоположного знака странности. Например, при столкновении двух нуклонов или π-мезона с нуклоном, К-м. могут рождаться в след. реакциях:

$$\pi + N \to K + \tilde{K} + N; \quad N + N \to K + \tilde{K} + N + N, \qquad (1)$$
$$\pi + N \to K + Y; \quad N + N \to K + Y + N \qquad (2)$$

(N — нуклон, Y — гиперон)

На рис. 1 и 2 приведены примеры совместного рождения К-м. и гиперона в столкновениях π-мезона с протоном. Энергетический порог образования К-м. в реакциях (2), где он рождается совместно с гипероном, меньше, чем в реакциях (1), где 1 К-м. рождается совместно с $\tilde{K}$-мезоном. Из этого следует, что при относительно малой энергии налетающей частицы (1—3 *Бэв*) сечение для образования K^+-мезонов значительно выше сечения образования K^--мезонов

Типичные реакции, вызванные заряженными К-м. при столкновениях с протонами, таковы:

$$K^+ + p \to K^+ + p \quad \text{(упругое рассеяние)}$$
$$K^- + p \to K^- + p \quad \text{(упругое рассеяние)}$$
$$K^- + p \to \tilde{K}^0 + n \quad \text{(рассеяние с обменом заряда)}$$
$$\left.\begin{aligned} K^- + p &\to \Lambda^0 + \pi^0 \\ K^- + p &\to \Sigma^+ + \pi^- \\ K^- + p &\to \Sigma^0 + \pi^0 \\ K^- + p &\to \Sigma^- + \pi^+ \end{aligned}\right\} \text{(поглощение с образованием гиперона)} \qquad (3)$$

Здесь Λ^0, Σ^+, Σ^0, Σ^- — разные виды гиперонов.

На рис. 3 приведен пример взаимодействия медленного отрицательного К-м. с водородом. Обращает на себя внимание тот факт, что только анти-К-мезон, а не К-м. может быть поглощен нуклоном с испусканием гиперона. Это связано с тем, что анти-К-мезоны и гипероны имеют одинаковые знаки странности, а К-м. и гипероны — противоположные.

Поскольку в сильных взаимодействиях четность сохраняется, по отношению к этим взаимодействиям К-м. имеет определенную четность. Четность К-мезона определялась по реакции захвата K^--мезона в гелии:

$$K^- + He_2^4 \to {}_\Lambda He_2^4 + \pi^-,$$

где ${}_\Lambda He_2^4$ — *гипер-ядро* гелия. Если сделать самое естественное предположение, что ${}_\Lambda He_2^4$ в основном состоянии, так же как и He_2^4, имеет спин, равный 0, и положительную четность, то четность K^- относи-

тельно Λ^0 равна четности π-мезона относительно нуклона, т. е. отрицательна.

Рождение К-м. в столкновениях π-мезонов с нуклонами

$$\left.\begin{array}{rl} \pi^- + p & \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \\ & \rightarrow \Sigma^0 + K^0 \\ & \rightarrow \Sigma^- + K^+ \\ \pi^+ + p & \rightarrow \Sigma^+ + K^+ \end{array}\right\} \quad (4)$$

характеризуется относительно малыми сечениями (0,2—0,4 *мбарн*) как вблизи порогов ($T_{\text{п}} \approx 1$ *Бэв*), так и при энергиях 10—20 *Бэв*.

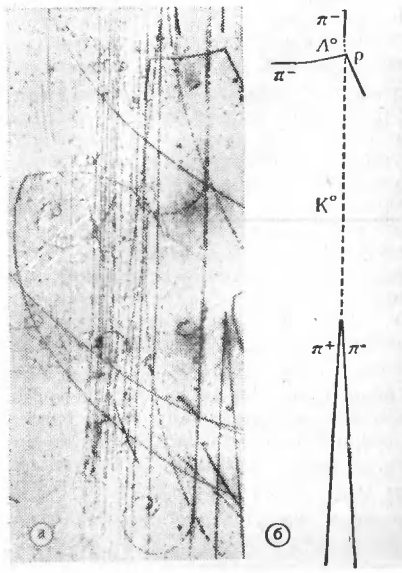


Рис. 2. Фотография *а* и схема *б* совместного рождения K^0-мезона и Λ^0-гиперона в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$$
$$\downarrow \qquad\quad \downarrow$$
$$p + \pi^- \qquad \pi^+ + \pi^-$$

(распад типа Kπ2), наблюдавшийся в пропановой пузырьковой камере в пучке π^--мезонов с импульсом 6,8 *Бэв/с* от синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований.

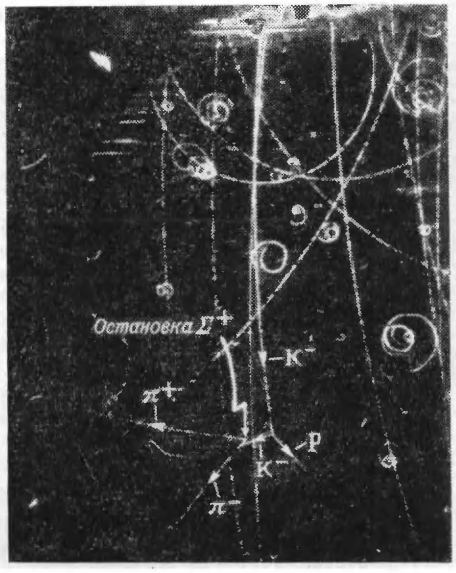


Рис. 3. Пример реакции

$$K^- + p \rightarrow \pi^- + \Sigma^+$$
$$\qquad\qquad\quad \downarrow \pi^+ + n,$$

полученной Альварецем и его сотрудниками при помощи водородной пузырьковой камеры в пучке медленных K^--мезонов от Бэватрона Калифорнийского университета. До остановки K^--мезон рассеивается протоном, затем он при остановке образует К-мезоатом водорода, т. е. атомарную систему (K^-, p), которая распадается вышеуказанным образом.

С др. стороны, сечение рождения гиперонов под действием К-мезонов [см. реакции типа (3)] велико: оно достигает при малых энергиях $T_K \approx 20$—40 *Мэв* значений 50—30 *мбарн*. С ростом энергии эти сечения падают и при $T_K \approx 500$ *Мэв* составляют 5—2 *мбарн*. Причины этой большой разницы в сечениях процессов 3 и 4 еще не ясны.

Рассеяние K^+-мезонов на протонах характеризуется сечением, не зависящим от энергии в интервале 100 *Мэв* — 16 *Бэв* и равно 18 *мбарн*. Удивительной является изотропия (K^+, p) упругого рассеяния вплоть до энергий 500 *Мэв*. Полное сечение рассеяния K^- на нуклонах при малых энергиях значительно больше сечения K^+ на нуклонах; оно достигает при энергии K^- ~ 10 *Мэв* значений ~ 100 *мбарн*. Полное сечение (K^-, p) прибл. равно сечению (K^+, p) при энергиях, бо́льших нескольких *Бэв*. С ростом энергии сечения (K^-, p) падают и достигают значения 22 *мбарн* при $T_K \approx 16$ *Бэв*.

Одним из наиболее интересных фактов физики К-м. является открытие так называемого К*-мезона, представляющего собой относительно долгоживущее состояние системы из K^--мезона и π-мезона. Здесь «долгоживущим» наз. состояние с временем жизни $\geqslant 10^{-23}$ *сек* (типичное ядерное время). К*-мезон был открыт в реакции

$$K^- + p \rightarrow K^* + p$$
$$\qquad\qquad\quad \downarrow \rightarrow K^- + \pi^-$$

Масса К* равна 885 *Мэв*, сечение реакции ≈ 1730 *мбарн*. Время жизни К* составляет ок. 10^{-22} *сек* (ширина $\Gamma \approx 8$ *Мэв*). В настоящее время подобные «долгоживущие» состояния найдены для систем из двух π-мезонов (ρ-мезон) и трех π-мезонов (ω-мезон). (Подробнее см. в статье *Элементарные частицы*).

Слабые взаимодействия К-мезонов. Самые первые количественные исследования распада положительных К-м. (см., напр., [2]), к-рые по экспериментальным причинам легче исследовать, чем отрицательные мезоны, показали, что:

1) Имеется, по крайней мере, 5 различных типов распада мезонов с испусканием: а) двух π-мезонов (Kπ2- или Θ-распад); примеры распада типа Kπ2 см. рис. 2 и 4; б) трех π-мезонов (τ-распад); пример распада типа τ см. рис. 1; в) μ-мезона и нейтрино (Kμ2-распад); г) μ-мезона, нейтрино и π-мезона (Kμ3-распад); д) электрона, нейтрино и π-мезона (Ke3-распад). Примеры распада Ke3 нейтрального К-м. см. на рис. 5.

2) Массы частиц, распадающихся по-разному, одинаковы в пределах точности опытов

3) Времена жизни частиц, распадающихся по-разному, одинаковы в пределах точности опытов.

Эти факты наводили на мысль о том, что имеется только один вид K^+-мезона, распадающегося по разным каналам с разными вероятностями. Это предположение имеет далеко идущие следствия. Анализ показывает, что для Θ^+-мезона, распадающегося на π^+-мезон и π^0-мезон, возможны только след. величины спина и четности: 0^+, 1^-, 2^+, 3^-,... С др. стороны, анализ Далица и Фабри (1954 г.) углового и энергетического распределения π-мезонов, испускаемых при τ-распаде, показывает, что для τ^+-мезона возможны только след. величины спина и четности: 0^- или 2^-. Эти выводы были получены в предположении, что четность строго сохраняется. Т. о., если бы процессы распада Θ^+ и τ^+ представлялись разными видами распада одной частицы, необходимо было бы отказаться от закона сохранения четности (см. *Четность состояния*), что до конца 1956 г. казалось всем физикам недопустимым. Однако Ц. Ли и Ч. Янг (1956 г.), исходя из этой т. н. (Θ — τ)-загадки, пришли к выводу, что закон сохранения четности в слабых процессах взаимодействия (β-распад, распады К-м. и гиперонов, распад и захват μ-мезонов, распад π-мезонов) совершенно не доказан, и предложили ряд опытов для проверки справедливости этого закона. Опыты определенно показали, что четность не сохраняется в β-распаде, в распаде π- и μ-мезонов и в распаде гиперонов. Поэтому нет сомнения в том, что четность не сохраняется и в распаде К-м., что и является блестящим разрешением (Θ—τ)-загадки.

Т. о., вышеупомянутые распады представляют собой 5 типов распада одной и той же частицы — K^+-мезона. Имеются очень веские теоретические и экспериментальные аргументы для распространения этого вывода на распад менее изученных K^--мезонов.

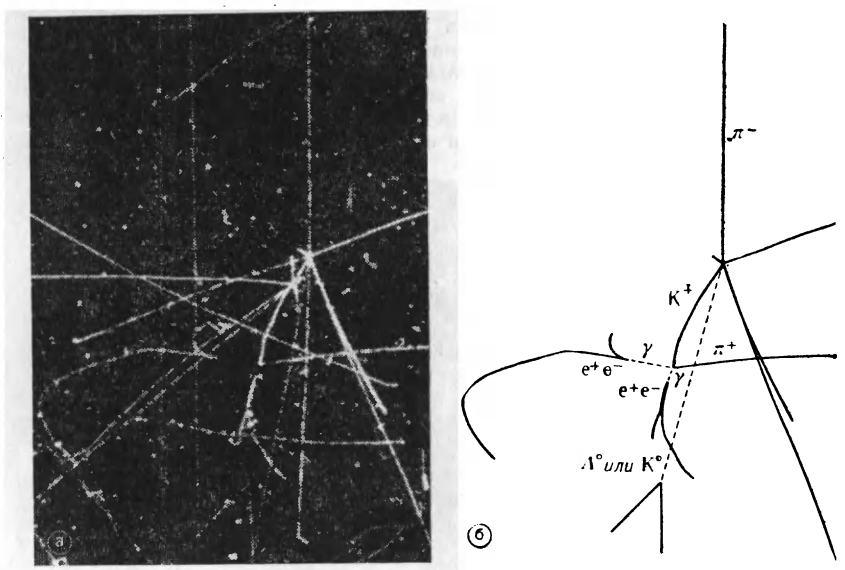


Рис. 4. Фотография *а* и схема *б* $K^+\pi 2$-распада ($K^+ \to \pi^+ + \pi^0$), зарегистрированного с помощью ксеноновой пузырьковой камеры в пучке π^--мезонов с импульсом 2,8 *Бэв/с* от синхрофазотрона ОИЯИ. Совместно с K^+-мезоном рождается др. странная частица Λ^0 или K^0.

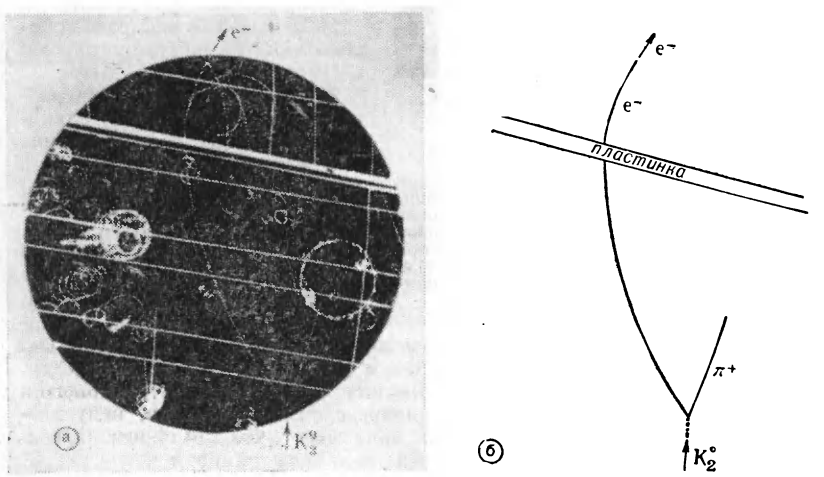


Рис. 5. Фотография *а* и схема *б* $Ke3$-распада ($K_2^0 \to e^- + \pi^+ + \tilde{\nu}$), зарегистрированного с помощью камеры Вильсона в пучке K_2^0-мезонов со средней энергией 100 *Мэв* от синхрофазотрона ОИЯИ. Электрон идентифицирован по потере импульса при прохождении через свинцовую пластинку (толщиной 5 *г/см²*).

С теоретич. точки зрения очень важной оказалась возможность существования нейтральных частиц, K^0 и $\tilde{K}^0$, сильно различающихся по своим свойствам, но способных превращаться друг в друга. Известны и др. пары нейтральных частиц, напр. нейтрон и антинейтрон, также сильно различающихся по своим свойствам, но в этом случае превращение одного из них в др. совершенно запрещено строгим законом сохранения барионного числа (см. *Барионы*, *Барионный заряд*). В случае K^0 и $\tilde{K}^0$ возможность превращения одной из этих частиц в другие связана с тем, что закон сохранения странности — лишь приближенный закон. Для описания свойств K^0 и $\tilde{K}^0$-мезонов Гелл-Манн и Пайс ввели понятие «смешанных» частиц и указали на то, что должны существовать 2 нейтральных К-м. с разными свойствами распада K_1^0 и K_2^0 (см. таблицу 2), смесь которых и является K^0- и $\tilde{K}^0$-частицами:

$$K_1^0 = (K^0 + \tilde{K}^0)/\sqrt{2},$$
$$K_2^0 = (K^0 - \tilde{K}^0)/\sqrt{2}.$$

Конечно, имеются 2 нейтральных мезона, а не 4. Когда речь идет о сильных взаимодействиях (рождение, рассеяние и т. д.), следует описывать процессы в терминах K^0- и $\tilde{K}^0$-частиц, к-рые имеют определенные значения сохраняющейся в сильных взаимодействиях странности. Однако, когда речь идет о процессах распада, в к-рых странность не сохраняется, следует описывать процессы в терминах K_1^0- и K_2^0- частиц, к-рые имеют определенные значения комбинированной четности. K_1^0 — комбинированно-четная система, K_2^0 — комбинированно-нечетная система.

В то время как K^0- и $\tilde{K}^0$-частицы имеют тождественную массу, массы K_1^0- и K_2^0-мезонов очень мало различаются: на опыте было найдено, что $|m_{K_1^0} - m_{K_2^0}| = (1{,}0 + 0{,}3) \cdot 10^{-5}$ *эв* (см. [5], 1960 г.). С этой разницей масс связано своеобразное явление — осцилляция $K^0 \rightleftarrows \tilde{K}^0$: в вакууме первоначальный пучок K^0-мезонов может превращаться с течением времени в пучок, содержащий одинаковое количество K^0 и $\tilde{K}^0$. Экспериментально такое явление наблюдалось след. образом [5, 1960 г.]. Пучок «чистых» K^0-мезонов получался при бомбардировке мишени пучком π-мезонов с энергией, недостаточной для рождения $\tilde{K}^0$-мезонов. На расстоянии в неск. метров от мишени можно было наблюдать процессы сильного взаимодействия, характерные именно для $\tilde{K}^0$-мезонов, напр. поглощение $\tilde{K}^0$-мезона с образованием гиперона. Аналогично тому как K^0-мезон переходит в $\tilde{K}^0$-мезон при движении пучка нейтральных К-м. в вакууме, при прохождении пучка через вещество происходит переход долгоживущих К-м. (K_2^0) в короткоживущие (K_1^0). В результате происходит как бы регенерация K_1^0-мезонов. Это явление было предсказано теоретически Гелл-Манном, Пайсом и Пиччиони и впоследствии наблюдалось на опыте.

Возможность наблюдения эффектов, вызванных K^0-мезонами на больших расстояниях от мишени, связана с относительно продолжительным временем жизни K_2^0-мезона (см. табл. 1) и открывает новые экспериментальные пути исследования свойств этих частиц. Так, напр., случай распада $Ke3$ на рис. 5 был получен на расстоянии 8 *м* от мишени синхрофазотрона, бомбардировавшейся протонами с энергией 10 *Бэв*.

Свойства распада заряженных и нейтральных К-м. приведены в табл. 2.

Табл. 2*. — Свойства распада К-мезонов.

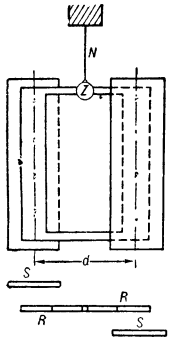
Частица	Схема распада	Энерговыделение в *Мэв*	Относительная вероятность распада в %
K^+	$\mu^+ + \nu$ (Кμ2)	388,2	58 ± 2
	$\pi^+ + \pi^0$ (Кπ2 = θ)	219,3	25,6 ± 2
	$\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ (τ)Кπ3=τ	75,1	5.7 ± 0,3
	$\pi^+ + \pi^0 + \pi^0$ (τ′)	84,3	1,7 ± 0,3
	$e^+ + \nu + \pi^0$ (Ке3)	358,4	5,1 ± 0,8
	$\mu^+ + \nu + \pi^0$ (Кμ3)	253,2	3,9 ± 0,5
K^-	$\mu^- + \tilde{\nu}$	388,2	58
	$\pi^- + \pi^0$	219,3	25,6
	$\pi^- + \pi^- + \pi^0$	75,1	5,7
	$\pi^- + \pi^0 + \pi^0$	84,3	1,7
	$e^- + \tilde{\nu} + \pi^0$	358,4	5,1
	$\mu^- + \tilde{\nu} + \pi^0$	253,2	3,9
K^0_1	$\pi^+ + \pi^-$	218.6	69 ± 3
	$\pi^0 + \pi^0$	227.8	31 ± 3
	$\left\{ \begin{matrix} e^\pm \\ \mu^\pm \end{matrix} \right\} + \{\nu, \tilde{\nu}\} + \pi^\mp$	$\left\{ \begin{matrix} 357,7 \\ 252,6 \end{matrix} \right.$	~ 0,1 **
K^0_2	$e^\pm + \{\nu, \tilde{\nu}\} + \pi^\mp$	357,7	30—40 **
	$\mu^\pm + \{\nu, \tilde{\nu}\} + \pi^\mp$	252,6	30—40
	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	83,6	10—20
	$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	92,8	10—20

* В основном составлена по (4). ** Данные для K^0_2 получены в ОИЯИ.

Подводя итоги, можно сказать, что К-м. участвует в сильных процессах взаимодействия (рассеяние, поглощение, рождение К-м.), в которых сохраняется странность и четность, и в слабых процессах взаимодействия (распад), в которых не сохраняется ни «странность», ни четность. См. также *Нейтральные К-мезоны*.

Лит.: 1) Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; 2) Franzinetti C. and Morpurgo G., An introduction to the physics of the new particles. Supplemento al v. 6, ser. 10, del «Nuovo Cimento», 1957, № 2, p. 469; 3) Окунь Л. Б., «УФН», 1959, т. 68, вып. 3, с. 449; 4) Сноу Г. и Шапиро М., там же, 1961, т. 74, вып. 1, с. 125; 5) High energy nuclear physics. Proceeding of... Rochester conference, N. Y.,[1955], [1956], [1957], 1960; 6) Annual international conference on high energy physics at CERN. Proceedings, Gen., 1958; 7) IX международная конференция по физике высоких энергий, Киев, 1961. *Б. М. Понтекорво.*

КНУДСЕНА МАНОМЕТР — радиометрический манометр, устройство к-рого схематически показано на рис. Система состоит из двух неподвижных пластинок S, нагреваемых до темп-ры T_2, и двух подвижных холодных пластинок R (темп-ра T_1), подвешенных на тонкой нити N. На подвижные пластинки действуют радиометрич. силы (см. *Радиометрический эффект*), пропорциональные давлению газа в баллоне К. м. Эти силы создают крутящий момент, к-рый вызывает поворот подвижной системы на нек-рый угол φ. Угол поворота измеряется по отклонению светового луча, к-рый отражается от зеркала Z, укрепленного на подвижной системе. Зависимость угла поворота подвижной системы φ от давления в манометре p выражается ф-лой:



$$\varphi = \frac{S\tau^2 d}{4\pi^2 B}\left(\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1\right) p = kp,$$

где S — поверхность подвижных пластинок, τ — период собственных колебаний подвижной системы, d — диаметр цилиндра, описываемого серединой подвижных пластинок, B — момент инерции подвижной системы. Все величины, определяющие постоянную К. м., измеряются экспериментально; К. м. не нуждается в сравнении с эталонными манометрами. Кроме того, для К. м., как и для всех радиометрич. манометров, характерна слабая зависимость показаний от рода газа, поэтому К. м. можно считать абс. манометром.

Диапазон давлений, измеряемых К. м., от 10^{-2} до 10^{-7} *тор*.

Лит.: 1) Грошковский Я., Технология высокого вакуума, пер. с польск., М., 1957; 2) Спивак Г. В., «ЖТФ», 1932, т. 2, вып. 2, с. 265. *Л. П. Хавкин.*

КОАГУЛЯЦИЯ — процесс слипания частиц в *дисперсных системах*, особенно в области коллоидной дисперсности, ведущий к уменьшению числа частиц дисперсной фазы и к увеличению их массы. К. происходит под влиянием молекулярных (ван-дер-ваальсовых) сил при соударении частиц в результате броуновского движения или др. причин (см. ниже). К. может протекать в форме слипания частиц в агрегаты и осаждения (*седиментации*) агрегатов с образованием осадка в виде хлопьев (т. н. флокуляция) или образования сплошной коагуляционной структуры *геля*. См. *Структурообразование*.

Коагуляция аэрозолей. При сближении двух незаряженных аэрозольных частиц между ними не возникает специфич. сил отталкивания, препятствующих их непосредственному соприкосновению; исключение составляют лишь столкновения между крупными жидкими каплями (см. *Облака*, *Осадки атмосферные*). Т. к. молекулярные силы между соприкасающимися частицами обычно достаточно велики, чтобы не дать частицам снова разойтись под действием молекулярных толчков, инерции и т. д., то эффективность столкновений между частицами α, т. е. отношение числа столкновений, ведущих к слипанию, к общему их числу часто (напр., при броуновской К.) равно 1.

Теория броуновской (тепловой) К. разработана М. Смолуховским [1]. Скорость К.— $dn/dt = Kn^2$, где n — число частиц в 1 $см^3$, K — константа К. В случае одинаковых сферич. частиц

$$K = 8\pi r D = 4kT\,(1 + Al/r)/3\eta, \qquad (1)$$

где r — радиус сферич. частицы, D — коэфф. диффузии, k — постоянная Больцмана, T — темп-ра, l — длина свободного пробега частиц газа, η — вязкость газа, A — числовой коэфф., зависящий от свойств поверхности частицы.

Скорость К., как видно из ур-ния (1), возрастает с уменьшением размеров частиц, но эта зависимость делается заметной лишь при сравнимых r и l. Константа К. сферич. частиц различной величины выражается ф-лой

$$K = \frac{kT}{3\eta}(r_1 + r_2)\left(\frac{1 + Al/r_1}{r_1} + \frac{1 + Al/r_2}{r_2}\right). \qquad (2)$$

Как показывает анализ ур-ния (2), К. заметно возрастает с увеличением отношения радиусов частиц. Поэтому в сильно полидисперсных аэрозолях самые мелкие частицы быстро исчезают. При К. монодисперсного аэрозоля он делается все более полидисперсным, причем константа K при этом непрерывно возрастает.

Изменение распределения частиц по массам при К. выражается ур-нием

$$dn(m)/dt = \frac{1}{2}\int_0^m K(m_1,\ m - m_1)\, n(m_1)\, n(m - m_1)\, dm_1 - n(m)\int_0^\infty K(m,\ m_1)\, n(m_1)\, dm_1, \qquad (3)$$

где $n(m)$ — концентрация частиц с массой m, $K(m, m_1)$ — константа К. частиц с массами m и m_1.

Аналитич. решение ур-ния (3) возможно лишь при $K(m, m_1) = \text{const}$, т. е. при небольшой степени полидисперсности аэрозоля.

Вычисление K для несферич. частиц очень трудно: теория Мюллера [1] имеет лишь качественное значение [3], но основной вывод — что для игольчатых частиц K значительно больше, чем для сферических, — подтверждается опытом.

Приведенные выше ф-лы строго справедливы лишь при $r \gg l$; с ростом отношения l/r происходит постепенный переход от диффузионного к молекулярно-кинетич. режиму К. Общее выражение для K еще не получено, приближенное выражение (2) при $r > l$ переходит в (1) с поправочным фактором, аналогичным фактору Кенингема (см. *Аэрозоли*), а при $r \ll l$ — в известную формулу для числа столкновений между газовыми молекулами (см. *Кинетическая теория газов*).

Смолуховский рассмотрел также случай К. при эффективности единичных столкновений между частицами $\alpha < 1$ («медленная» К.). Он полагал, что K просто пропорционально α, но это верно лишь при $l \gg r$; в противном случае броуновские частицы после неэффективного столкновения могут сталкиваться еще неск. раз, причем число столкновений возрастает с ростом r/l. Поэтому при больших r/l (например, в жидкостях) K сравнительно мало зависит от α.

При наличии сил дальнодействия между частицами с потенциалом $\psi(\rho)$ (ρ — расстояние между центрами частиц)

$$K = \frac{K_0}{2} \int_{2r}^{\infty} \frac{1}{\rho^2} \exp\left[\frac{\psi(\rho)}{kT}\right] d\rho, \qquad (4)$$

где K_0 — значение K в отсутствие таких сил. Как показывает анализ этого ур-ния, униполярная зарядка аэрозолей может значительно уменьшить скорость К., биполярная же зарядка сравнительно мало увеличивает ее [4].

К. под действием различных внешних сил и воздействий. К. при перемешивании или неравномерном течении аэрозоля описывается ф-лой

$$K = (16/3)\Gamma r^3, \qquad (5)$$

где Γ — градиент скорости течения. Для грубых аэрозолей эта К. может заметно превысить броуновскую К. Это же верно по отношению к К. в турбулентном потоке [5]. В этом случае имеется 2 механизма К.: 1) турбулентные пульсации создают градиент скорости течения; 2) частицы разной величины могут сближаться благодаря тому, что они в разной степени увлекаются этими пульсациями. Экспериментально этот тип К. еще не изучен. Кинематическая К. обусловлена различной скоростью движения частиц по отношению к среде, напр. при осаждении пыли струей распыленной воды. Важнейшим случаем К. этого типа является гравитационная К. (см. *Осадки атмосферные*). В сильном электрич. поле частицы поляризуются и силы, действующие между образовавшимися диполями, могут значительно ускорить их сближение (поляризационная К.), особенно в случае твердых частиц, образующих при этом ориентированные в направлении поля нитевидные агрегаты. Аналогичный эффект наблюдается в аэрозолях с ферромагнитными частицами. Поляризационная коагуляция, по-видимому, играет большую роль при осаждении аэрозолей в электрофильтрах. См. также *Коагуляция акустическая*.

Лит.: 1) Коагуляция коллоидов. Сб. статей, М., 1936; 2) Уайтлоу-Грэй Р. и Паттерсон Х., Дым, пер. с англ., М.—Л., 1934; 3) Фукс Н. А., Механика аэрозолей, М., 1955; 4) его же, Успехи механики аэрозолей, М., 1961; 5) Левич В. Г., Физико-химическая гидродинамика, М., 1952.

Н. А. Фукс

КОАГУЛЯЦИЯ АКУСТИЧЕСКАЯ — процесс сближения и укрупнения взвешенных в газе или жидкости мелких твердых частиц, жидких капелек и газовых пузырьков под действием звуковых волн. При коагуляции пузырьков газа в жидкости происходит полное слияние их с уничтожением разделяющих их границ, так что имеет место более глубокая стадия процесса — ультразвуковая коалесценция.

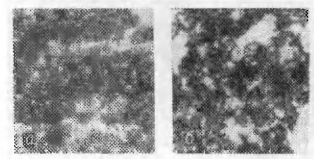


Рис. 1. Микрофотографии частиц сажи: *а* — до облучения ультразвуком; *б* — после облучения

Звуковое поле вызывает силы, под действием к-рых происходит сближение частиц. Физич. природа К. а. окончательно не выяснена; лишь в случае коалесценции пузырьков в жидкости установлено, что основными действующими силами являются т. н. силы Бьеркнеса — гидродинамич. силы, возникающие между пузырьками, колеблющимися под действием звукового поля. К. а. практически применяется для очистки промышленных дымов и туманов; все известные в наст. время фильтры (механич., электростатич. и пр.) не задерживают мелкодисперсные частицы размерами менее 1 μ, составляющие иногда значительную долю всех частиц аэрозоля. При применении К. а. мелкие частицы укрупняются и могут быть далее осаждены обычными фильтрами. Для создания звукового поля при этом применяются акустич. сирены и свистки, обеспечивающие интенсивность звука 145—160 *дб*, в диапазоне частот 5—40 *кгц*. Коалесценция может быть применена для дегазации жидкостей, в частности, расплавов металлов, с целью устранения пузырей в процессе литья.

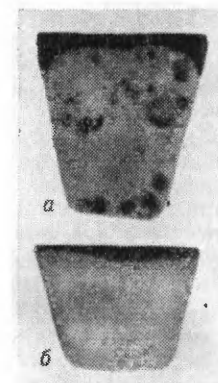


Рис. 2. Отливка из алюминиевого сплава: *а* — в обычных условиях, видны раковины, образовавшиеся в результате наличия пузырей в расплаве; *б* — после трехминутного облучения расплава ультразвуком.

Лит.: 1) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер с нем., М., 1956; 2) Цетлин В. М., Акустическая коагуляция аэрозолей и ее техническое применение, М., 1957; 3) 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.

Л. Д. Розенберг.

КОАКСИАЛЬНЫЙ КАБЕЛЬ состоит из двух концентрически расположенных проводников, разделенных слоем диэлектрика. Применяется для передачи сигналов в высокочастотных (до 10^{10} *гц*) и импульсных цепях. В идеальном К. к. (без потерь) возбуждается основная поперечная *TEM*-волна (см. *Волновод*), имеющая лишь радиальную составляющую электрич. поля E_r и циркулярную составляющую магнитного поля H_φ. *Волновое сопротивление* К. к. со сплошным диэлектриком на основной волне определяется выражением: $\rho = (60/\sqrt{\varepsilon\mu})\ln(a.b)$ *ом*, где a и b — радиусы внешнего и внутр. проводников, ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемость диэлектрика. Основная волна К. к. не обладает дисперсией, и ее возбуждение возможно на любой частоте. Фазовая скорость распространения основной волны равна скорости распространения света в неограниченной среде

с теми же константами ε и μ. Кроме основной волны, в реальном К. к. могут возбуждаться паразитные волны высших порядков, имеющие продольные компоненты электрич. поля (волны типа *TM*) или магнитного поля (волны типа *TE*). Высшие типы волн характеризуются наличием дисперсии; их возбуждение возможно лишь в том случае, если длина волны передаваемого сигнала меньше граничной длины волны для данного типа колебаний. Наиболее низкочастотной волной высшего типа является волна H_{11}, граничная длина волны к-рой равна: $\lambda_{гр} \approx \pi(a+b)$. Распространение волн по К. к. сопровождается затуханием, связанным с потерями энергии в диэлектрике и проводниках К. к. Потери в кабеле приводят к появлению продольной составляющей электрич. поля и служат причиной дисперсии, к-рая может вызвать искажение сигналов при дальних передачах. Минимальные потери в проводниках К. к. имеют место при $a/b = 3{,}6$.

Наибольшее распространение имеют гибкие К. к., внутр. проводники к-рых (обычно одиночные провода) в ряде случаев для увеличения гибкости выполняются в виде скрутки из неск. более тонких проводов. Внешние проводники делаются в виде оплетки, наложенной на круглый разделяющий диэлектрик. На оплетку внешнего проводника обычно накладывается защитный слой полихлорвинилового пластиката. Диэлектриками в К. к. служат неполярные полимеры: полиэтилен, политетрафторэтилен (тефлон), полистирол, а также различные композиции этих диэлектриков. Все эти материалы имеют диэлектрич. проницаемость ε от 2 до 2,5, весьма малые потери ($\mathrm{tg}\delta$ от $2 \cdot 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-4}$), высокую электрич. прочность (до 20—50 *кв/мм*) и сохраняют постоянство диэлектрич. свойств вплоть до частот 10^{10} *гц*.

При применении К. к. в импульсных устройствах основным параметром К. к., представляющим практич. интерес, является его распределенная емкость, величина к-рой определяется из соотношения:

$$C = \frac{55{,}6\,\varepsilon}{\ln \frac{a}{b}}\ nф/м.$$

К. к. широко распространен в многоканальной телеграфии и телефонии.

Лит.: Гроднев И. И. и Соколов В. В., Коаксиальные кабели, М., 1954.

И. В. Иванов.

КОАЛЕСЦЕНЦИЯ — слияние капелек или пузырьков в эмульсиях, пенах и туманах. К. протекает самопроизвольно при постоянной темп-ре с уменьшением свободной поверхностной энергии вследствие уменьшения общей поверхности сливающихся (коалесцирующих) капель или пузырьков. К. — характерная для легкоподвижных поверхностей раздела жидкость — газ или жидкость 1 — жидкость 2 наиболее глубокая стадия коагуляции (агрегирования) частиц с полным исчезновением поверхности соприкосновения между ними. К. ведет к разрушению дисперсной системы. Основой выпадения атм. осадков является К. капелек воды в туманах (облаках). *П. А. Ребиндер.*

КОБАЛЬТ (Cobaltum) Co — химич. элемент VIII гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 27, ат. в. 58,94. Природный К. состоит из одного стабильного изотопа Co^{59}. Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов атомом К. 34,8 *барн*. Из искусственно радиоактивных изотопов важнейшим является Co^{60} ($T_{1/2}$ = = 5,24 года), получаемый по реакции Co^{59} (n, γ) Co^{60}. Конфигурация внешних электронов атома $3d^74s^2$. Энергия ионизации в *эв*: ($Co^0 \rightarrow Co^+$) 7,86; ($Co^+ \rightarrow Co^{2+}$) 17,05. К. — металл, по внешнему виду напоминающий сталь с синеватым оттенком, ковкий и тягучий. Известен в двух аллотропных модификациях: при низких темп-рах устойчива гексагональная плотно упакованная кристаллич. решетка (α = Co) с параметрами $a = 2{,}5017$ Å, $c = 4{,}0614$ Å и плотностью 8,84 *г/см*^{3}, при высоких темп-рах — гранецентрированная кубич. (β = Co), $a = 3{,}5370$ Å, плотность 8,79 *г/см*^{3}. Темп-ра перехода β→α 417° ± 7°*. Атомный радиус 1,25 Å. Ионные радиусы Co^{2+} 0,78 Å; Co^{3+} 0,64 Å; $t°_{пл}$ 1 493°, $t°_{кип}$ 3 100°. Теплота плавления 62 *кал/г*; теплота испарения 1 500 *кал/г*; уд. теплоемкость 0,1056 *кал/г · град* (15—100°); термич. коэфф. линейного расширения $13{,}36 \cdot 10^{-6}$ (40°); теплопроводность 0,165 *кал/см · град · сек* (0—100°). Уд. электросопротивление в *мком · см*: 5,68 (0°); 9,30 (100°); 32,20 (500°); термич. коэфф. электросопротивления $5{,}31 \cdot 10^{-3}$ (0°); $7{,}36 \cdot 10^{-3}$ (100°); $13{,}8 \cdot 10^{-3}$ (500°). К. ферромагнитен и теряет магнитные свойства при 1 121° (точка Кюри). В сильном магнитном поле скорее намагничивается, чем никель. Механич. свойства К. очень сильно зависят от способа получения и предварительной обработки. Модуль упругости 20 750 *кГ/см*^{2}, предел прочности на растяжение 24 *кГ/см*^{2}, относительное удлинение 5,0%, твердость по Бринеллю 124 *кГ/см*^{2} (литого) и 300 *кГ/см*^{2} (осажденного электролитически).

При обычной темп-ре на воздухе компактный К. не окисляется; выше 300° покрывается пленкой окиси. Порошкообразный К., полученный восстановлением водородом, на воздухе самовоспламеняется. С хлором, бромом и иодом К. взаимодействует уже при обычной темп-ре, с серой, фосфором, мышьяком — при нагревании. Медленно растворяется в разбавленных кислотах — соляной, серной и азотной. В соединениях К. 2- и 3-валентен, причем валентность 2 характерна для простых, а 3 — для наиболее устойчивых — комплексных соединений.

К. применяют гл. обр. для производства спец. сталей и сплавов — твердых и сверхтвердых (инструментальных), магнитных, жаропрочных и др. Соединения К. используют как катализаторы органич. синтеза и др. процессов, а также в качестве красок и эмалей. Радиоактивный Co^{60} широко применяется в медицине для борьбы с раком («кобальтовая пушка»).

Лит.: Перельман Ф. М., Зворыкин А. Я., Гудима Н. В., Кобальт, М.—Л., 1949; Rare metals handbook, ed. by C. A. Hampel, 2 ed., L., 1961.

КОВАЛЕНТНАЯ СВЯЗЬ (атомная связь, гомеополярная связь)—*химическая связь*, которая образуется за счет взаимодействия неспаренных электронов с противоположной ориентацией спинов, занимающих одну молекулярную орбиту (см. *Молекулярных орбит метод*). В большинстве случаев К. с. является двухцентровой локализованной связью и ассоциируется с валентным штрихом. Существует принципиальное различие в свойствах К. с., в зависимости от того, связывает ли она 2 одинаковых или 2 различных атома. В 1-м случае молекулярная орбита совершенно симметрична относительно ядер обоих атомов. Такая К. с. неполярна, ее электрич. дипольный момент равен нулю (напр., в H_2). Во 2-м случае молекулярная орбита несимметрична и электронное облако смещено к одному из ядер атомов. Такая К. с. полярна, она имеет постоянный электрич. дипольный момент (напр., в HCl). Следует отметить, что из-за волновых свойств электрона существует отличная от нуля вероятность нахождения обоих связывающих электронов вблизи одного из ядер даже в случае молекул, состоящих из одинаковых атомов. Напр., в молекуле H_2 в нек-рый момент распределение электронной плотности может отвечать образованию пары ионов H^+H^-. Однако с той же вероятностью образуется пара $H\ H^+$, что в среднем приводит к полной симметрии электронного облака и, следовательно, к отсутствию постоянного дипольного момента. В случае таких молекул, как HCl, вероятность пребывания электро-

* Здесь и ниже значения темп-р даны в °С.

нов в поле ядра атома Cl больше, чем в поле ядра атома H. Поэтому в среднем электронная плотность вблизи атома Cl больше, что и приводит к появлению постоянного дипольного момента, направленного от атома H к атому Cl. В обычном приближении метода молекулярных орбит волновая функция связи AB имеет вид $\psi_{AB} = a\psi_A + b\psi_B$. Случай неполярной связи отвечает равенству коэффициентов ($a \equiv b$), а случай полярной связи — их неравенству ($a \neq b$). Если $b \gg a$, то этот предельный случай полярной связи наз. *ионной связью*. Атомы могут быть соединены одной (ординарной) или несколькими К. с. (см. *Кратные связи*). Число К. с. между атомами зависит от числа их неспаренных электронов. Так, атомы H в молекуле H_2 связаны одной К. с. (H—H), а атомы N в молекуле N_2 — тремя К. с. (N ≡ N).

Лит. см. при ст. *Валентность, Химическая связь.*

Е. М. Шустерович.

КОВАЛЕНТНЫЕ РАДИУСЫ. Многочисленные экспериментальные данные, в частности прямые электронографич. и нейтронографич. измерения, свидетельствуют о том, что при *ковалентной связи* расстояния между двумя одинаковыми атомами почти всегда отличаются друг от друга незначительно. Так, расстояния в ординарных связях C—C в алмазе и насыщенных углеводородах равны 1,54Å с очень небольшим отклонением. Кроме того, расстояния в ковалентных связях часто аддитивно связаны друг с другом: расстояние A—B равно полусумме расстояний A—A и B—B. Эти факты дают повод приписать элементам К. р так, что сумма двух радиусов равна равновесному межъядерному расстоянию между соответствующими двумя атомами, соединенными ординарной ковалентной связью. К. р. пригодны для описания межъядерных расстояний в молекулах, в к-рых число ковалентных связей соответствует положению атома в периодич. системе элементов: для углерода — 4, для азота — 3 и т. д. Как показывает сопоставление с опытом, представление о К. р. применимо даже при нек-рой примеси ионного состояния. В случае переходных элементов (с d-электронами во внешних оболочках) постоянство К. р. выполняется хуже. В решетках чистых металлов половину кратчайшего расстояния между атомами обозначают термином «металлический радиус».

Величины ковалентных радиусов некоторых атомов (I — в ординарной, II — в двойной, III — в тройной связи).

Атом	Ковалентный радиус, Å			Атом	Ковалентный радиус, Å	
	I	II	III		I	II
B	0,88	0,76	0,68	Cl	0,99	0,89
C	0,77	0,665	0,60	As	1,21	1,11
N	0,70	0,60	0,55	Se	1,17	1,07
O	0,66	0,55	0,50	Br	1,14	1,04
F	0,64	0,54	—	Sb	1,41	1,31
Si	1,17	1,07	1,00	Te	1,37	1,27
P	1,10	1,00	0,93	J	1,33	1,23
S	1,04	0,94	0,87			

А. Б Алмазов.

КОВАРИАНТНАЯ ПРОИЗВОДНАЯ — см. *Ковариантное дифференцирование.*

КОВАРИАНТНОЕ ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ — действие нахождения ковариантной производной. Для случая плоского скалярного поля $f(x^1, x^2)$ ковариантной производной этого поля наз. вектор ∇f с проекциями $\nabla_1 f = \frac{\partial f}{\partial x^1}$, $\nabla_2 f = \frac{\partial f}{\partial x^2}$ (именуемый также *градиентом*). Если же на плоскости задано векторное поле (тензорное поле 1-го ранга) $a\{a^1(x^1, x^2), a^2(x^1, x^2)\}$, то его ковариантной производной ∇a именуется тензор 2-го ранга $\nabla_i a^j$ с компонентами $\nabla_1 a^1 = \frac{\partial a^1}{\partial x^1}$, $\nabla_2 a^1 = \frac{\partial a^1}{\partial x^2}$, $\nabla_1 a^2 = \frac{\partial a^2}{\partial x^1}$, $\nabla_2 a^2 = \frac{\partial a^2}{\partial x^2}$. Определенная таким образом ковариантная производная поля позволяет записать производную от поля в заданном направлении s в виде

$$\frac{df}{ds} = \nabla_i f \frac{dx^i}{ds}$$ (в случае скалярного поля)

или

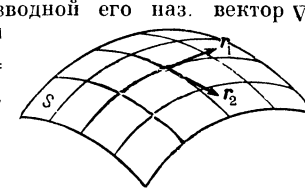
$$\frac{da^j}{ds} = \nabla_i a^j \frac{dx^i}{ds}$$ (в случае векторного поля)

и обобщает обычное понятие производной (в том смысле, к-рый в случае градиента приобрел наглядность).

Однако дело обстоит так просто лишь на плоскости в декартовых координатах. Рассмотрим параметрически заданную поверхность $r = r(u^1, u^2)$ в трехмерном пространстве $(x, y, z) \equiv r$, и пусть ds — расстояние между бесконечно близкими точками $M(u^1, u^2)$ и $M^1(u^1 + du^1, u^2 + du^2)$ поверхности S:

$$ds^2 = g_{11}(u^1, u^2)(du^1)^2 + 2g_{12}(u^1, u^2)\,du^1\,du^2 + g_{22}(u^1, u^2)(du^2)^2 = g_{ik}\,du^i\,du^k.$$

Если на поверхности S задано скалярное поле $F(u^1, u^2)$, то ковариантной производной его наз. вектор ∇F с проекциями (на орты $\frac{r_1}{|r_1|}$, $\frac{r_2}{|r_2|}$) $\nabla_1 F = \frac{\partial F}{\partial u^1}$, $\nabla_2 F = \frac{\partial F}{\partial u^2}$. При переходе к др. параметризации на поверхности S эти проекции будут преобразовываться по закону, определяющему ковариантный вектор



Для векторного поля $A(u^1, u^2) = A^1(u^1, u^2)r_1 + A^2(u^1, u^2)r_2$ на поверхности S приходится действовать иначе. Обычные производные $\frac{\partial A^i}{\partial u^j}$ не имеют тензорного характера, и это не случайно, т. к. если рассматривать производную поля A по направлению s на поверхности, то вектор $\frac{dA}{ds}$ уже не принадлежит поверхности. Ограничимся тангенциальной (т. е. лежащей в касательной плоскости к S) составляющей $\frac{\delta A}{\delta s}$ этого вектора. Тогда формула

$$\frac{\delta A^l}{\delta s} = \nabla_i A^l \frac{du^i}{ds}$$

определяет ковариантную производную $\nabla_i A^j$ вектора A. Эта производная является тензором 2-го ранга (относительно перемены параметризации на S) с компонентами:

$$\nabla_i A^j = \frac{\partial A^j}{\partial x^i} + \Gamma^i_{jk} A^k.$$

До сих пор речь шла о ковариантной производной скалярного и векторного поля на плоскости и на двумерной поверхности. В общем случае аппарат ковариантного дифференцирования применяется к произвольному тензорному полю в римановом пространстве с метрикой $ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k$. Трехиндексные символы Кристоффеля Γ^i_{jk} записываются в виде

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{is}\left(\frac{\partial g_{sj}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{sk}}{\partial x^j} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial x^s}\right).$$

Напр., ковариантная производная вектора, заданного ковариантными компонентами, имеет выражение

$$\nabla_j A_i \equiv A_{i,j} = \frac{\partial A_i}{\partial x^j} - A_l \Gamma^l_{ij},$$

ковариантная производная тензора B^i_{jk} записывается в виде

$$\nabla_l B^i_{jk} \equiv B^i_{jk,\,l} = \frac{\partial B^i_{jk}}{\partial x^l} + \Gamma^i_{l\alpha} B^\alpha_{jk} - \Gamma^\alpha_{lj} B^i_{\alpha k} - \Gamma^\alpha_{lk} B^i_{j\alpha}.$$

Правила ковариантного дифференцирования аналогичны обычным.

Лит.: 1) Паули В., Теория относительности, М.—Л., 1947; 2) Кильчевский Н. А., Элементы тензорного исчисления и его приложения к механике, М., 1954; 3) Рашевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, М., 1953. *П. И. Лизоркин.*

КОВАРИАНТНОСТЬ — свойство ряда физич. и геометрич. величин преобразовываться по определенному линейному закону при переходе от одной системы координат к др. При этом закон преобразования должен быть внутренне непротиворечивым, т. е. таким, чтобы переход от одной системы координат к др. через любую последовательность промежуточных преобразований приводил к одному и тому же конечному результату. Свойство К. может быть определено в отношении различных *групп* преобразований. Напр., *векторы, тензоры, спиноры* обладают свойством К. относительно вращений. Свойством К. могут обладать также различные ур-ния, квантовомеханич. *волновые функции* и др. объекты. С математич. точки зрения ковариантной наз. величина, преобразующаяся по одному из представлений исследуемой группы координатных преобразований.

К. относительно перехода к произвольным криволинейным координатам в четырехмерном пространстве — времени, применяемая в общей теории относительности, часто наз. общековариантностью.

Важность понятия К. обусловлена тем, что ур-ния движения, записанные в ковариантной форме, имеют одинаковый вид во всех системах координат. Тем самым требование К. ур-ний движения, напр. относительно *Лоренца преобразований*, является математич. выражением независимости рассматриваемого физич. процесса от выбора *инерциальной системы отсчета*, хотя значения отдельных физ. величин (напр., компоненты скоростей, напряженности поля и т. д.) будут различны в различных системах отсчета. Частным случаем К. является *инвариантность*.

Ю. М. Широков.

КОВАРИАНТНОСТЬ И КОНТРАВАРИАНТНОСТЬ. Пусть 2 системы n переменных: $x_1, x_2, \ldots, x_n$ и $y_1, y_2, \ldots, y_n$ подвергаются линейным преобразованиям так, что каждому преобразованию переменных $x_1, x_2, \ldots, x_n$ отвечает определенное преобразование переменных $y_1, y_2, \ldots, y_n$. Если преобразованию

$$x'_i = \sum_{j=1}^{n} a_{ij} x_j \qquad (1)$$

переменных x_i соответствует преобразование

$$y'_i = \sum_{j=1}^{n} a_{ij} y_j$$

переменных y_i, то системы x_i и y_i наз. ковариантными (одинаково преобразующимися), или когредиентными. Если преобразованию переменных x_i, определенному ф-лой (1), соответствует преобразование y_i, задаваемое ф-лой

$$y_j = \sum_{i=1}^{n} a_{ij} y'_i,$$

то системы x_i и y_i наз. контравариантными, или контрагредиентными. Наибольшее распространение имеют понятия ковариантных и контравариантных векторов (тензоров), определения к-рых аналогичны приведенным для систем чисел.

КОГЕЗИЯ (сцепление) — молекулярное взаимодействие двух частей одного и того же твердого тела, приводящее к объединению этих частей в единое тело с наибольшей прочностью. К. характеризует прочность данного тела по отношению к данному виду деформирования (растяжение, сдвиг). К. сопровождается уменьшением свободной поверхностной энергии и потому является самопроизвольным процессом. Работа К. при допущении обратимости, т. е. для легкоподвижных поверхностей раздела $W_c = 2\sigma_{10}$, где σ_{10} — поверхностное натяжение на границе с окружающей средой — воздухом или паром. Т. к. все реальные твердые тела обладают дефектами структуры, их прочность (реальная прочность) на 3—4 порядка ниже идеальной в предположении отсутствия дефектов. Под К. поэтому часто понимают идеальную прочность данного тела, к-рая может быть характеризована теплотой (работой) испарения.

К. твердых тел происходит по участкам поверхности, непосредственно соприкасающимся друг с другом. К. пластич. твердых тел (металлов) лежит в основе горячей или холодной сварки металлов. При этом истинный контакт по всей поверхности достигается в результате пластич. деформирования, напр. при обжатии. К. жидкостей вследствие их легкоподвижности происходит по всей поверхности.

Лит. см. при ст. *Адгезия.* *П. А. Ребиндер.*

КОГЕРЕНТНОСТЬ — свойство двух (или большего числа) случайных процессов, характеризующее их способность взаимно усиливать или ослаблять друг друга при сложении. Под случайными процессами здесь, как и обычно, понимаются такие ф-ции времени $\xi(t)$, значения к-рых в каждый данный момент являются случайными величинами.

В приложениях очень часто возникает задача определения средней мощности (интенсивности) нек-рого процесса $\xi(t)$, представляющего собой сумму случайных процессов $\xi_1(t)$ и $\xi_2(t)$. Средние мощности случайных процессов $\xi_1(t)$ и $\xi_2(t)$ определяются как средние значения их квадратов, т. е.

$$P_1 = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_1^2(t)\,dt, \qquad P_2 = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_2^2(t)\,dt.$$

Средняя мощность результирующего процесса $\xi(t) = \xi_1(t) + \xi_2(t)$ будет определяться средним значением квадрата суммы процессов $\xi_1(t)$ и $\xi_2(t)$:

$$P = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T [\xi_1(t) + \xi_2(t)]^2\,dt =$$

$$= \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_1^2(t)\,dt + \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_2^2(t)\,dt +$$

$$+ 2 \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_1(t)\,\xi_2(t)\,dt = P_1 + P_2 + 2r,$$

где P_1 и P_2 — средние мощности каждого из складывающихся процессов; величина r может служить мерой К. процессов $\xi_1(t)$ и $\xi_2(t)$.

Случайные процессы, для к-рых r отлично от нуля, принято наз. когерентными; когерентные процессы при сложении либо усиливают ($r > 0$), либо ослабляют ($r < 0$) друг друга. Случайные процессы наз. некогерентными, если r равно нулю; при этом имеет место закон энергетич. суммирования: мощность результирующего процесса равна сумме мощностей складывающихся процессов.

Понятие К. можно распространить на более общий случай, когда один из процессов сдвинут относительно другого на произвольное время τ. Тогда

$$P = \lim_{T\to\infty} \int_0^T [\xi_1(t) + \xi_2(t-\tau)]\,dt =$$
$$= \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_1^2(t)\,dt + \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_2^2(t-\tau)\,dt +$$
$$+ 2 \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_1(t)\,\xi_2(t-\tau)\,dt = P_1 + P_2 + 2r(\tau),$$

где P_1 и P_2 — средние мощности каждого из складывающихся процессов $\xi_1(t)$ и $\xi_2(t-\tau)$. Выражение для $r(\tau)$ совпадает с определением ф-ции в з а и м н о й к о р р е л я ц и и. Отсюда следует, что К. случайных процессов и наличие корреляции между ними — одно и то же. Иначе говоря, процессы некогерентны, если ф-ция их взаимной корреляции равна нулю. Некогерентными являются, напр., пучки света, излучаемые различными источниками (подробнее см. *Когерентность света*).

Полезно еще одно обобщение понятия К. В радиотехнике и нек-рых др. приложениях приходится иметь дело со сложением случайного процесса (сигнала) $\xi_1(t)$ с его запаздывающим на время τ повторением $\xi_1(t-\tau)$. Средняя мощность P суммарного процесса $\xi(t) = \xi_1(t) + \xi_1(t-\tau)$ равна

$$P = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T [\xi_1(t) + \xi_1(t-\tau)]^2\,dt = 2[P_1 + r(\tau)],$$

где

$$P_1 = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_1^2(t)\,dt = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_1^2(t-\tau)\,dt$$

— средняя мощность каждого из складывающихся сигналов $r(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_1(t)\xi_1(t-\tau)dt$ — ф-ция автокорреляции сигнала $\xi_1(t)$. Принимая во внимание, что $P_1 = r(\tau)|_{\tau=0} = r(0)$, выражение для P можно представить в виде $P = 2P_1[1 + \rho(\tau)]$, где $\rho(\tau) = r(\tau)/r(0)$ — т. н. нормированная ф-ция автокорреляции или к о э ф ф и ц и е н т к о г е р е н т н о с т и. Коэфф. К. имеет макс. значение $\rho(\tau) = 1$ при полном тождестве складывающихся сигналов, т. е. при $\tau = 0$, в этом случае все мгновенные значения результирующего сигнала удваиваются, а его средняя мощность возрастает в 4 раза. При достаточно большом временном сдвиге τ складывающиеся сигналы полностью утрачивают взаимную связь (корреляцию) друг с другом: сложение с одинаковыми знаками происходит столь же часто, как и сложение с противоположными знаками. Коэфф. К. обращается в нуль и, следовательно, $P = 2P_1$. В этом случае сигналы полностью некогерентны и складываются энергетически.

Важно подчеркнуть, что все вышеизложенное справедливо лишь при условии, если суммируемые случайные процессы относятся к классу т. н. с т а ц и о н а р н ы х случайных процессов, т. е. таких процессов, статистич. характеристики к-рых не зависят от выбора начала отсчета времени. В практике, однако, встречаются случаи, когда процессы нестационарны. Вопрос о когерентности и некогерентности нестационарных процессов требует особого подхода. Так, напр., при сложении акустич. сигналов (речевых или музыкальных) взаимное усиление сменяется ослаблением — результат сложения непрерывно меняется во времени. В качестве меры когерентности здесь приходится пользоваться ф-цией т е к у щ е й а в т о к о р р е л я ц и и:

$$r_\tau(t) = \frac{1}{T} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-x}{T}\right) f(x)\,f(x-\tau)\,dx,$$

где T — постоянная времени, характеризующая интеграционную способность («память») приемника сигналов. В отличие от обычной автокорреляционной ф-ции $r(\tau)$, ф-ция текущей автокорреляции $r_\tau(t)$ рассматривается как ф-ция текущего времени t при заданном времени запаздывания τ (подробнее см. *Интерференция в акустике*).

Применительно к детерминированным процессам понятие К. совпадает с понятием л и н е й н о й з а в и с и м о с т и ф - ц и й. Действительно, ф-ции $\psi_1, \psi_2, \ldots, \psi_n$ наз. линейно зависимыми, если выполняется тождество $C_1\psi_1 + C_2\psi_2 + \ldots + C_n\psi_n = 0$, где $C_1, C_2, \ldots, C_n$ — отличные от нуля постоянные коэфф. Критерием линейной зависимости ф-ций $\psi_1, \psi_2, \ldots, \psi_n$ является обращение в нуль определителя Грама

$$G(\psi_1, \psi_2, \ldots, \psi_n) = \begin{vmatrix} \overline{\psi_1\psi_1} & \overline{\psi_1\psi_2} & \ldots & \overline{\psi_1\psi_n} \\ \overline{\psi_2\psi_1} & \overline{\psi_2\psi_2} & \ldots & \overline{\psi_2\psi_n} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ \overline{\psi_n\psi_1} & \overline{\psi_n\psi_2} & \ldots & \overline{\psi_n\psi_n} \end{vmatrix},$$

где $\overline{\psi_i\psi_k} = \frac{1}{T} \int_0^T \psi_i(t)\psi_k(t)dt$ — скалярные произведения непрерывных ф-ций $\xi_i(t)$ и $\xi_k(t)$. Определитель Грама равен нулю, если ф-ции линейно зависимы (процессы когерентны); он равен произведению средних значений квадратов ф-ций, если они ортогональны (процессы полностью некогерентны). С точки зрения приведенного критерия, гармоники периодич. процесса некогерентны между собой; так, напр., мощность несинусоидального тока равна сумме мощностей отдельных гармоник.

Понятием К. широко пользуются в оптике, акустике, теории информации, радиотехнике и др. областях.

Лит.: 1) Ф у р д у е в В. В., Акустические основы вещания, М., 1960; 2) Л е в и н Б. Р., Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике, 2 изд., М., 1960; 3) Г о р е л и к Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959.

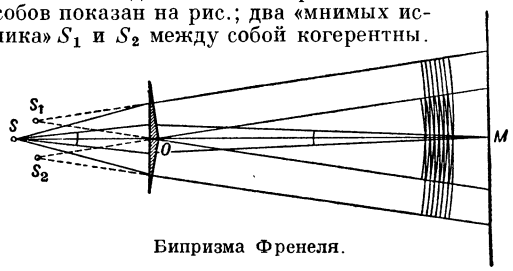
М. В. Назаров.

КОГЕРЕНТНОСТЬ СВЕТА. Результат взаимодействия двух световых пучков одинаковой частоты и поляризации, приходящих в к.-л. точку пространства, существенно зависит от способа получения этих пучков. Если они получены разделением с помощью линз, призм, зеркал светового пучка, испущенного одним источником, на два, то наблюдается явление *интерференции света*; если пучки испущены разными источниками, имеет место простое сложение интенсивностей. Для характеристики «способности к интерференции» в оптике и вводится понятие К. с. Излучатели оптич. диапазона (атомы, молекулы, узлы кристаллич. решетки) испускают световые волны в течение очень коротких промежутков времени порядка 10^{-8} *сек*, причем акты излучения следуют друг за другом в статистич. беспорядке и со случайно распределенными фазами. Поэтому, если происходит сложение световых волн, испущенных одним излучателем, но в различных актах испускания, разность фаз, а следовательно, и интерференционная картина изменяются беспорядочно с частотой порядка 10^8 *сек*$^{-1}$. При всех способах наблюдения интерференционной картины практически измеряется средняя интенсивность за

отрезок времени, значительно больший длительности одного акта испускания, т. е. наблюдается среднее статистич. значение суммарного эффекта; интерференция не обнаруживается, складываемые световые возмущения некогерентны.

Фазы волн, испускаемых в данный момент времени различными элементарными излучателями, также распределены по законам случая, поэтому и при сложении световых волн от различных источников наблюдается среднее статистич. значение суммарного эффекта; интерференция не обнаруживается, излучения некогерентны. Лишь в случаях, когда происходит сложение волн, испущенных одним и тем же элементарным излучателем в одном акте испускания, складывающиеся излучения когерентны, разность фаз постоянна и наблюдается устойчивая во времени интерференционная картина [1—3].

Поэтому в оптике для получения когерентного излучения необходимы особые приемы. Один из таких способов показан на рис.; два «мнимых источника» S_1 и S_2 между собой когерентны.



Бипризма Френеля.

Все сказанное относится к общему случаю спонтанного излучения атомов или молекул. В случае резонансного или индуцированного (вынужденного) излучения свойства когерентности иные: *резонансное излучение* когерентно с возбуждающим [4], а *индуцированное излучение* — с вынуждающим излучением, что существенно в ряде применений (см., напр., *Квантовые генераторы*).

Рассеянное излучение обладает др. свойствами К. с. Свет, рассеянный отдельным элементарным объектом (атомом или молекулой) без изменения частоты (рэлеевское рассеяние), когерентен с падающим, даже при многократном рассеянии [5]. Рассеяние, происходящее с изменением частоты, напр. *комбинационное рассеяние света*, некогерентно с падающим светом. Если рассматривается рассеяние света на неоднородностях, возникающих, напр., в результате флуктуаций плотности, ориентации молекул и т. п., необходим учет корреляции этих флуктуаций. В спец. случае, когда излучающие частицы находятся друг от друга на очень близких расстояниях (много меньших длины волны излучаемого света λ), колебания их становятся связанными и их спонтанные излучения могут стать когерентными [6].

Во всех предыдущих рассуждениях неявно предполагалось, что размеры источника, даже если он содержит много элементарных излучателей, очень малы (сравнимы с λ). Однако в оптике это условие обычно не соблюдается. Если источник имеет конечные размеры, то в данную точку приходят как когерентные излучения от одной и той же точки источника (от двух мнимых точек S_1, S_2), так и некогерентные от разных его точек и имеет место «частичная когерентность» светового потока [3, 8, 9, 10]. Для численной характеристики степени когерентности пучка света вводится понятие коэфф. или фактора когерентности пучка [11].

Представим себе протяженный источник, создающий в окружающем пространстве световое поле. Рассмотрим 2 точки этого поля S_1 и S_2 (напр., 2 отверстия в экране, размерами к-рых можно с известным приближением пренебречь).

Пусть A_1 и A_2 — амплитуды, создаваемые в этих точках элементом поверхности источника $d\sigma$. Пусть, далее, световые возмущения, выходящие из этих точек и проходящие через к.-л. оптич. системы, приходят в нек-рую точку M. Амплитуды возмущений, вышедших из точек S_1, S_2 с фазой 0 и амплитудой 1 и пришедших в M, обозначим соответственно через a_1 и a_2 (эти величины характеризуют оптич. системы). Тогда амплитуда суммарного колебания в M будет равна $A_1a_1 + A_2a_2$; интенсивность его

$$dI_M = (A_1a_1 + A_2a_2)(A_1^*a_1^* + A_2^*a_2^*)\,d\sigma.$$

Суммарное действие всех элементов поверхности источника Σ в точке M равно

$$I_M = |a_1|^2 \int\limits_\Sigma |A_1|^2\,d\sigma + |a_2|^2 \int\limits_\Sigma |A_2|^2\,d\sigma + 2\sqrt{I_1I_2}\cdot \mathrm{Re}\,(\gamma_{12}a_1a_2^*),$$

где

$$\gamma_{12} = \frac{1}{\sqrt{I_1I_2}} \int\limits_\Sigma A_1A_2^*\,d\sigma, \quad I_1 = \int\limits_\Sigma |A_1|^2\,d\sigma,$$

$$I_2 = \int\limits_\Sigma |A_2|^2\,d\sigma$$

(поскольку действия различных элементов некогерентны, производится просто суммирование интенсивностей). Здесь γ_{12} — фактор когерентности, I_1 и I_2 — суммарные интенсивности в точках S_1 и S_2, а 1-й и 2-й члены справа — интенсивности, к-рые создавали бы в точке M S_1 и S_2 порознь. Если $\gamma_{12} = v_{12}e^{i\beta}$ (v_{12} — модуль и β — фаза фактора когерентности), то т. н. «видимость интерференционной картины» $v = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}}$ пропорциональна v_{12}, т. е. определяется модулем фактора когерентности.

Лит.: 1) Голдман С., Теория информации, пер. с англ., М., 1957, § 3, 4, 7, 8; 2) Левин Б. Р., Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике, М., 1957, гл. 5; 3) Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; 4) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М.—Л., 1957 (Общий курс физики, т. 3), гл. 4; 5) Степанов Б. И. и Апанасевич П. А., «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 7, вып. 4, с. 437; 6) Guiochon M.—A., [e. a.], «J. phys. et radium», 1957, t. 18, № 2, p. 99; 7) Galt J. A., Welsh H. L., «Canad. J. Phys.», 1957, v. 35, № 1, p. 98; 8) Mandel L., «Proc. Phys. Soc.», 1958, v. 72, pt 6, № 468, p. 1037; 9) Parrent G. B., «J. Opt. Soc. America», 1959, v. 49, № 8, p. 787; 10) Wolf E., «Nuovo cimento», 1959, v. 13, № 6, p. 1165; 11) Борн М., Оптика, пер. с нем., Харьков — Киев, 1937; 12) Hopkins H. H., «Proc. Roy. Soc. A.», 1951, v. 208, p. 263.

В. А. Кизель.

КОГЕРЕНТНЫЙ ГЕТЕРОДИН — гетеродин радиоприемного устройства, колебания к-рого синфазны с колебаниями принимаемых сигналов (см. *Супергетеродин*, *Когерентный радиоприем*). В случае импульсной радиосвязи должна соблюдаться синфазность между колебаниями гетеродина и колебаниями, образующими каждую импульсную посылку. К. г. должен обеспечить возможно более точное согласование по фазе за время короткого фазирующего импульса и при этом давать высокостабильные колебания. Устранения микрофонного эффекта достигают выбором типа лампы и ее амортизацией.

При осуществлении фазировки на промежуточной частоте К. г. настраивают по возможности точно на промежуточную частоту и подают на него фазирующий импульс тоже промежуточной частоты. Один из способов обеспечения требуемой фазировки заключается в том, что непосредственно перед подачей фазирующего импульса колебания К. г. срываются, а затем восстанавливаются как раз в момент воздействия фазирующего импульса или неск. позже. Срыв и восстановление колебаний можно выполнить подачей или снятием запирающего импульса, подводимого к гетеродинной лампе. В этом случае фаза К. г. будет определяться

колебаниями, к-рые возбуждаются фазирующим импульсом в настроенном контуре гетеродина и благодаря высокой добротности этого контура продолжают существовать в течение достаточного времени. Фазирующий импульс можно подвести к схеме гетеродина различными способами, напр. он может быть подан на колебательный контур К. г. В когерентных радиолокационных приемниках указанный импульс промежуточной частоты, необходимый для фазировки, получается преобразованием импульса передатчика с помощью стабильного гетеродина, используемого также в основном приемном канале для преобразования проходящих извне сигналов в сигналы промежуточной частоты. Фазирующий импульс обычно получают с помощью отдельного смесителя, связанного с передатчиком через аттенюатор с большим ослаблением (см. *Когерентный радиоприем*).

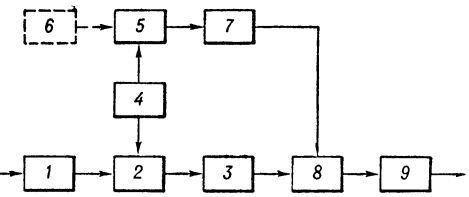
Лит. см. при ст. *Когерентный радиоприем. А. А. Колосов.*

КОГЕРЕНТНЫЙ РАДИОПРИЕМ — метод радиоприема, основанный на когерентности принимаемых и вспомогат. колебаний (см. *Когерентность*), применяемый для увеличения чувствительности и повышения помехозащищенности приемных устройств.

Особенностью К. р. является спец. (корреляционная) обработка принимаемого сигнала, при к-рой этот сигнал умножается на совпадающий с ним по форме модуляции вспомогательный (опорный) сигнал, поступающий от когерентного гетеродина. Операция умножения осуществляется т. н. корреляционным детектором, на к-рый одновременно поступают принимаемый сигнал и шумы ($C + Ш$), а также опорный сигнал когерентного гетеродина C^*. Частота и форма модуляции опорного сигнала те же, что у принимаемого сигнала, а его фаза, за счет применения спец. устройства фазовой подстройки, достаточно близка к фазе сигнала. В результате умножения в корреляционном детекторе на его выходе имеем: $i = a_1(C + Ш)C^* = a_1CC^* + a_1ШC^*$; отношение полезной составляющей к помехе равно: $a_1CC^*/a_1ШC^* = C/Ш$, т. е. отношение (сигнал/шум) на выходе корреляционного детектора остается тем же, что и на входе. В то же время при обычном квадратичном *детектировании*, к-рым пользуются при приеме слабых сигналов, $i = a_2(C + Ш)^2 = a_2C^2 + a_2Ш^2 + a_22CШ$; здесь отношение сигнала к помехе на выходе $\frac{C^2}{Ш^2 + 2CШ} = \frac{C/Ш}{2 + Ш/C}$; следовательно, при корреляционном детектировании $C/Ш$ получается больше, чем при квадратичном на величину $(2 + Ш/C)$. Выигрыш в чувствительности особенно заметен в случае слабых сигналов, когда $C/Ш < 1$.

После корреляционного детектора сигнал приходит в накопительное устройство (напр., узкополосный фильтр), в к-ром происходит **когерентное накопление** сигнала в течение сравнительно больших временны́х интервалов. Предварит. обработка сигнала не нарушает его фазовой структуры, так что значения фаз сигнала, разнесенных на достаточно большие промежутки времени, жестко связаны. Это дает возможность суммировать по амплитуде значения сигнала. Шумы и помехи не обладают такой связью фаз, и их значения суммируются по мощности. Благодаря этому сигнал растет при накоплении значительно быстрее, чем помеха.

Одна из возможных схем К. р., применяемого в *радиолокации*, представлена на рис. Помимо обычных элементов *1*, *2*, *3*, *4 супергетеродина*, сюда входит когерентный гетеродин *7*. Последний фазируется сигналами, поступающими от смесителя *5*, на к-рый воздействуют наряду с сигналами гетеродина *4* также и сигналы передатчика радиолокационной станции. Т. о., в данной схеме опорный сигнал, поступающий с выхода когерентного гетеродина, имеет промежуточную частоту. Фаза колебаний гетеродина жестко связана с фазой приходящего сигнала промежуточной частоты, что позволяет осуществить корреляционное детектирование. Сигнал с выхода корреляционного



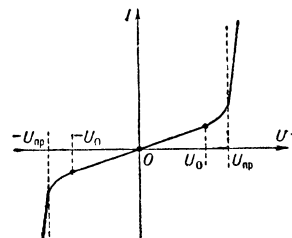
Блок-схема когерентного радиоприемника: *1* — усилитель высокой частоты, *2* и *5* — смесители, *3* — усилитель промежуточной частоты, *4* — гетеродин приемника, *6* — передатчик, *7* — когерентный гетеродин, *8* — корреляционный детектор, *9* — узкополосный фильтр.

детектора *8* проходит через накопитель — узкополосный фильтр *9*. При выборе ширины полосы элементов приемного тракта нужно учитывать, что усилитель промежуточной частоты *3* должен пропускать только диапазон возможных доплеровских частот (связанных с движением цели), а полоса частот фильтра должна быть согласована с шириной спектральной линии принимаемого сигнала. Наряду со схемами с когерентным гетеродином на промежуточной частоте применяются также схемы, где когерентный гетеродин работает на частоте сигнала. Схема рис. является системой с внутр. когерентностью. В более простых устройствах К. р. применяются также системы с внешней когерентностью, в к-рых фазирование гетеродина производится приходящим сигналом или сигналом, отраженным от местных предметов, мешающих объектов и т. п. Такие системы применяются в навигации, в нек-рых типах радиолокационных станций и др.

Помимо более высокой чувствительности, преимуществом К. р. является возможность частотной селекции сигналов, отраженных от целей с различными скоростями. Такая селекция может быть осуществлена либо непосредственно, либо с помощью черезпериодического вычитания (в когерентно-импульсных приемниках) и служит наиболее эффективным средством борьбы с мешающими отражениями от местных предметов, пассивных помех, ложных целей и т. п.

Лит.: Приемники радиолокационных станций, пер. с англ., под ред. А. П. Сиверса, М., 1949. *А. А. Колосов, В. Г. Репин.*

КОГЕРЕР — индикатор электромагнитных колебаний, работа к-рого основана на свойстве металлич. порошков изменять свое сопротивление под влиянием электромагнитного излучения. К. служил индикатором электромагнитных волн на начальной стадии их применения для связи. Пробой К., подключенного к приемной антенне, обнаруживал сигнал.



Вольтамперная характеристика когерера, U_0 — начальное смещение, $U_{пр}$ — пробойное напряжение.

К. представляет собой трубку с двумя электродами, промежуток между к-рыми заполнен металлич. (обычно никелевыми) опилками. При отсутствии напряжения между электродами сопротивление К. велико из-за тонких (порядка неск. Å) изолирующих пленок окислов, покрывающих металлич. частицы. При небольших внешних напряжениях на электродах К. напряженность электрич. поля в зазорах между контактирующими

зернами может достигнуть значения, достаточного для начала *автоэлектронной эмиссии*. Дальнейшее повышение напряжения приводит к искровому пробою зазоров и к спеканию микроконтактов. Сопротивление К. при массовом спекании контактов уменьшается на неск. порядков, и это состояние сохраняется при снятии внешнего напряжения. Для приведения в начальное плохопроводящее состояние К. встряхивают, разрушая спекшиеся контакты. На рис. изображена вольтамперная характеристика К.

К. в силу нелинейности его характеристики может работать в обратимом детекторном режиме.

И. В. Иванов.

КОД — система условных знаков, служащая для передачи и хранения (запоминания) различной информации. Выбор К. определяется оптимальными условиями передачи или хранения информации, напр. в технике связи, телемеханике и вычислит. технике выбор К. связан с наиболее эффективным использованием системы связи, возможностью повышения помехоустойчивости передачи и т. п.

Примером применения К. в технике связи является телеграф, где каждая буква, цифра или знак текста сообщения передается комбинацией электрич. импульсов, различающихся продолжительностью, полярностью или относит. положением во времени. В телемеханике К. применяются для передачи по линии связи как дискретных сообщений (команд, извещений об изменении состояния контролируемых объектов), так и непрерывных сообщений (значений измеряемых физ. величин, плавноменяющихся команд). В цифровых электронных вычислительных машинах К. применяют для представления чисел, с к-рыми осуществляются математич. операции, и команд, управляющих действием блоков машины в соответствии с программой вычислений.

К. составляются из группы элементов, обладающих к.-л. физ. параметрами, к-рые могут принимать неск. различных значений (сигнальными признаками). Для электрич. сигналов такими признаками могут служить амплитуда тока или напряжения, полярность (направление) тока, длительность посылки, ее частота и др. К. могут рассматриваться как нек-рые слова, составленные из группы букв определенного алфавита, или как числа определенной системы счисления. Число элементов К. соответствует числу букв в слове или количеству разрядов числа. Значения сигнальных признаков соответствуют буквам алфавита или цифрам системы счисления.

Наибольшее число К. N при заданном числе элементов в каждом К. n и числе значений сигнального признака m может быть получено при использовании всех возможных сочетаний: $N = m^n$. Такие К. наз. числовыми, т. к. форма их записи отвечает числовой системе (системе n-разрядных чисел при основании счисления m). Из этой группы К. наиболее употребительны двоичные коды ($m = 2$, значения сигнального признака обозначаются 1 и 0). Табл. таких К. записывается в виде последовательности двоичных чисел, у к-рых для выравнивания числа разрядов до n слева приписывается необходимое число нулей. Таким образом табл. двоичных К. содержит числа от $\underbrace{00\ldots00}_{n\text{ разрядов}}$ до $\underbrace{11\ldots11}_{n\text{ разрядов}}$.

Примером К., которые по принципу построения не могут быть отнесены к числовым, служит телеграфная азбука Морзе. Здесь число элементов в кодах, обозначающих буквы текста, изменяется от одного до четырех при $m = 2$ (короткая и длинная посылки тока).

Для уменьшения влияния помех при передаче сигналов применяют «коды с обнаружением искажений» и «корректирующиеся коды». Табл. «кодов с обнаружением искажений» из множества m^n комбинаций включает только такие, к-рые при постоянном числе элементов n отличаются друг от друга не менее чем $S_1 + 1$ элементами, где S_1 — заданное наибольшее число обнаруживаемых при декодировании (расшифровке) искаженных элементов кода. Примером К. с обнаружением искажения одного элемента ($S_1 = 1$) служат К. с $m = 2$ и четным (или нечетным) числом единиц при постоянном числе элементов n; общее число таких К. $N = 2^{n-1}$. Искажение одного элемента К. обнаруживается по нарушению правила четности (или нечетности) числа единиц. Другим примером К. с обнаружением искажения одного элемента служат К. с $m = 2$, у к-рых при постоянном n число единиц постоянно и равно k; общее число таких К. $N = C_n^k$.

Табл. корректирующихся К. составляется т. о., чтобы при заданном числе S_2 искаженных элементов К. отличались друг от друга не менее чем $2S_2 + 1$ элементами. В этом случае при декодировании может быть восстановлен (корректирован) К., искаженный в S_2 элементах. Принцип коррекции основан на том, что принятый искаженный К. отличается от всех К. табл., кроме переданного, более чем S_2 элементами.

Лит.: 1) Харкевич А. А., Очерки общей теории связи, М., 1955, § 7, 41; 2) Китов А. И., Электронные цифровые машины, М., 1956, гл. 2; 3) Клейн М. Л., Морган Г. С., Аронсон М. Г., Цифровая техника для вычислений и управления, пер. с англ., М., 1960, гл. 2; 4) Малов В. С., Телемеханика, М.—Л., 1960, с. 21—31.

В. С. Малов.

КОДИРОВАНИЕ (в *информации теории*) — операция отождествления символов или групп символов одного *кода* с символами или группами символов др. кода. Необходимость К. возникает прежде всего из потребности приспособить форму *сообщения* к данному каналу связи или запоминающему устройству. Так, телеграфные коды преобразуют сообщения, представленные в виде последовательности букв, напр. русского языка, и цифр в определенные комбинации посылок тока. Для ввода в вычислительные устройства пользуются преобразованием числовых данных из десятичной системы в двоичную и т. д. Однако К. в теории информации преследует более значительные цели, а именно, уменьшение как *избыточности* сообщений, так и влияния помех, искажающих сообщения при передаче по каналам связи (см. *Шеннона теорема*). Поэтому стремятся, в частности, выбор нового кода согласовать наиболее удачным образом со статистич. структурой рассматриваемого источника сообщений. В какой-то степени это согласование имеется уже в коде Морзе, в к-ром чаще встречающиеся буквы обозначаются более короткими комбинациями точек и тире.

Приемы, применяемые в теории информации для достижения указанного согласования, можно пояснить на примере построения «экономных» двоичных кодов. Пусть канал может передавать только символы 0 и 1, затрачивая на каждый одно и то же время t. Для уменьшения времени передачи (или, что то же самое, увеличения ее скорости) целесообразно до передачи кодировать сообщения таким образом, чтобы средняя длина L кодового обозначения была наименьшей. Пусть x_1, x_2, ..., x_n обозначают возможные сообщения нек-рого источника, а p_1, p_2,..., p_n — соответствующие им вероятности. Тогда, как устанавливается в теории информации, при любом способе К.

$$L \geqslant H, \qquad (1)$$

где $H = \sum_{i=1}^{n} p_i \log_2(1/p_i)$ — *энтропия* источника. Граница для L в формуле (1) может не достигаться. Од-

нако при любых p_i существует метод К. (метод Шеннона — Фэно), для к-рого

$$L \leqslant H + 1. \qquad (2)$$

Метод состоит в том, что сообщения располагаются в порядке убывания вероятностей и полученный ряд делится на 2 части с вероятностями, по возможности близкими друг к другу. В качестве 1-го двоичного знака принимают 0 в 1-й части и 1 — во 2-й. Подобным же образом делят пополам каждую из частей и выбирают 2-й двоичный знак и т. д., пока не придут к частям, содержащим только по одному сообщению.

Пример 1. Пусть $n = 4$ и $p_1 = {}^9/_{16}$, $p_2 = p_3 = {}^3/_{16}$, $p_4 = {}^1/_{16}$. Применение метода иллюстрируется табл.:

x_i	p_i	Кодовое обозначение		
x_1	$^9/_{16}$	0		
x_2	$^3/_{16}$	1	0	
x_3	$^3/_{16}$	1	1	0
x_4	$^1/_{16}$	1	1	1

В данном случае $L = 1 \cdot \frac{9}{16} + 2 \cdot \frac{3}{16} + 3 \cdot \frac{3}{16} + 3 \cdot \frac{1}{16} = \frac{27}{16} = 1{,}688$, и можно показать, что никакой др. код не дает меньшего значения. В то же время $H = 1{,}623$. Все сказанное применимо и к случаю, когда алфавит нового кода содержит не 2, как предполагалось выше, а $m > 2$ букв. При этом лишь величина H в формулах (1) и (2) должна быть заменена величиной $H/\log_2 m$.

Задача о «сжатии» записи сообщений в данном алфавите (т. е. задача об уменьшении избыточности) может быть решена на основе метода Шеннона — Фэно. Действительно, с одной стороны, если сообщения представлены последовательностями букв длины N из m-буквенного алфавита, то их средняя длина L_N после К. всегда удовлетворяет неравенству $L_N \geqslant NH/\log_2 m$, где H — энтропия источника на букву. С другой стороны, при сколь угодно малом $\varepsilon > 0$ можно добиться выполнения при всех достаточно больших N неравенства

$$L_N \leqslant N\left(\frac{H}{\log_2 m} + \varepsilon\right). \qquad (3)$$

С этой целью пользуются К. «блоками»: по данному ε выбирают натуральное число s и делят каждое сообщение на равные части — «блоки» — содержащие по s букв. Затем эти блоки кодируют методом Шеннона — Фэно в тот же алфавит. Тогда при достаточно больших N будет выполнено (3). Справедливость этого утверждения легче всего понять, рассматривая случай, когда источником является последовательность независимых символов 0 и 1, появляющихся с вероятностями p и q, $p \neq q$ соответственно. Энтропия на блок равна s-кратной энтропии на одну букву, т. е. равна $sH = s(p \log_2 1/p + q \log_2 1/q)$. Кодовое обозначение блока требует в среднем не более $sH + 1$ двоичных знаков. Поэтому для сообщения длины N букв $L_N \leqslant (1 + N/s)(sH + 1) = N(H + 1/s)(1 + s/N)$, что при достаточно больших s и N/s приводит к (3). Соответственно, при таком К. энтропия на букву приближается к своему макс. значению — единице, а избыточность — к нулю.

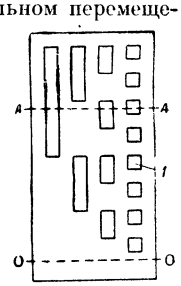
Пример 2. Пусть источником сообщений является последовательность независимых знаков 0 и 1, в к-рой вероятность появления нуля равна $p = {}^3/_4$, а единицы $q = {}^1/_4$. Здесь энтропия H на букву равна 0,811, а избыточность — 0,189. Наименьшие блоки ($s = 2$), т. е. 00, 01, 10, 11, имеют, соответственно, вероятности $p^2 = {}^9/_{16}$, $pq = {}^3/_{16}$, $qp = {}^3/_{16}$, $q^2 = {}^1/_{16}$. Применение метода Шеннона — Фэно (см. пример 1) приводит к правилу К.: 00→0, 01→10, 10→110, 11→111. При этом, например, сообщение 00111000... примет вид 01111100... На каждую букву сообщения в прежней форме приходится в среднем $^{27}/_{32} = 0{,}844$ буквы в новой форме (при нижней границе коэфф. сжатия, равной $H = 0{,}811$). Энтропия на букву в новой последовательности равна 0,811/0,844 = = 0,961, а избыточность равна 0,039.

О К., уменьшающем помехи, см. *Канал*.

Лит. см. при ст. *Информация*. *Ю. В. Прохоров.*

КОДИРУЮЩАЯ ТРУБКА — электронно-лучевая трубка, предназначенная для преобразования электрич. сигнала с непрерывным амплитудным спектром (напр., сигнала речи) в дискретную форму (напр., для целей кодово-импульсной модуляции).

Помимо *электронного прожектора* и отклоняющих пластин (см. *Электронно-лучевые приборы*), основным элементом К. т. является экран с отверстиями (рис.). Различают 2 типа К. т.: трубки последовательного и параллельного действия. В первых электронный пучок круглого сечения отклоняется преобразуемым сигналом, подаваемым на вертикальные отклоняющие пластины, от нулевого уровня 0—0 до нек-рого уровня A—A, соответствующего амплитуде сигнала. За счет отклонения в горизонтальном направлении пучок бежит вдоль линии A—A, встречая на своем пути непрозрачные или прозрачные участки экрана. За экраном располагается коллектор, улавливающий проходящий пучок электронов. Отсутствие тока в цепи коллектора соответствует цифре 0, наличие тока — цифре 1 в двоичной системе. Т. о., при горизонтальном перемещении пучка в цепи коллектора возникает последовательность импульсов, соответствующая двоичному числу, представляющему кодированное выражение соответствующей амплитуды сигнала. На рис. изображен экран в случае т. н. «нормального» хода. Уровень линии A—A соответствует двоичному числу 1011. Каждый след. дискретно различимый уровень отличается от предыдущего на одну двоичную единицу. Число столбцов отверстий равно числу разрядов двоичного числа. В случае n-разрядного числа количество дискретно различимых уровней составляет 2^n, напр., для четырех разрядов, изображенных на рис., имеется 16 уровней (0000, 0001, 0010, 0011,..., 1111).



В К. т. параллельного действия электронный пучок имеет ленточную форму и перекрывает одновременно точки экрана по всей линии A—A. В таких К. т. за каждым столбцом отверстий располагается независимый коллектор. В цепях этих коллекторов одновременно регистрируются сигналы «0» или «1», соответствующие отдельным разрядам двоичного числа. Возможно и иное расположение прозрачных участков, отображающее др. законы кодирования (см. *Код*).

Лит.: Мулярова М. Я., Электронно-лучевые приборы, М.—Л., 1954. *В. Л. Герус.*

КОДИРУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО — устройство для преобразования информации (сообщения) в *код*. Различают К. у. для дискретных сообщений и К. у. для непрерывных сообщений. Пример механич. К. у. для дискретных сообщений — передающий аппарат буквопечатающего телеграфа. В телемеханике для передачи дискретных команд или извещений применяются гл. обр. электрич. К. у. с набором многоконтактных ключей или реле, контакты к-рых при переключении задают на выходе электрич. устройства соответствующие комбинации электрич. сигналов.

В К. у. для непрерывных сообщений непрерывный ряд значений измеряемой величины преобразуется в конечное число кодов. Различают 2 способа преобразования: 1) Измеряемая величина преобразуется в угол отклонения измерит. прибора, а последний—в код (К. у. с механич. входом); для преобразования угла отклонения в код служат т. н. кодирующие диски; на валу механизма, угол поворота к-рого кодируется, закрепляется диск с концентрич. кольцами для каждого разряда кода; на кольцах выполнены контактные дуги, чередующиеся в порядке следования единиц в каждом разряде при последоват. увеличении номера кода (рис. 1). Код считывается неподвиж-

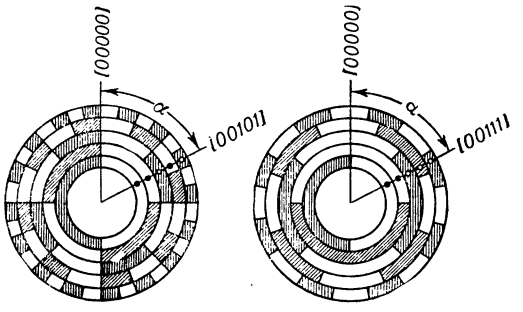


Рис. 1. Кодирующий диск: *а* — для двоичного кода, *б* — для кода Грея.

ным устройством контактным или бесконтактным способом (напр., фотоэлектрическим). На рис. 1, *б* изображен кодирующий диск для т. н. «рефлексного» кода (кода Грея). Последний отличается от обычного двоичного кода тем, что при переходе от предыдущего кода к последующему изменяется только 1 разряд. Благодаря этому сводится к минимуму возможная ошибка при считывании на границе между двумя соседними элементами рисунка кода.

2) В код преобразуются ток или напряжение, эквивалентные измеряемой величине. В качестве примера К. у. с электрич. входом на рис. 2 приводится блок-

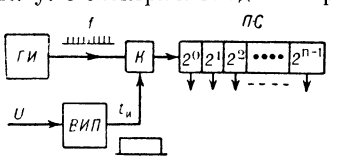


Рис. 2. Блок-схема кодирующего устройства счетного типа с время-импульсным преобразованием.

схема К. у. счетного типа с промежуточным время-импульсным преобразованием. Кодируемое электрич. напряжение U с помощью время-импульсного преобразователя *ВИП* преобразуется в импульс, длительность к-рого $t_и$ пропорциональна U. Генератор *ГИ* вырабатывает импульсы, следующие с постоянной частотой f. В течение времени $t_и$ открыт ключ *К* и импульсы от *ГИ* поступают на вход двоичной *пересчетной схемы ПС*. К концу времени счета $t_и$ на ячейках *ПС* устанавливается двоичный код, отвечающий сосчитанному числу импульсов, а следовательно, кодируемому напряжению U.

Лит.: 1) Быстродействующие вычислительные машины, пер. с англ., М., 1952, гл. 15, § 2; 2) Клейн М. Л., Морган Г. С., Аронсон М. Г., Цифровая техника для вычислений и управления, пер. с англ., М., 1960, гл. 8—9; 3) Малов В. С., Телемеханика, М.—Л., 1960.

В. С. Малов.

КОКРОФТА — УОЛТОНА ГЕНЕРАТОР — см. *Каскадный генератор.*

КОЛЕБАНИЙ УРАВНЕНИЕ — см. *Волновое уравнение.*

КОЛЕБАНИЯ — процессы, точно или приблизительно повторяющиеся через одинаковые промежутки времени. Механич. К. — повторяющиеся изменения положений и скоростей к.-л. тел или частей тел — могут происходить при наличии упругих сил, силы тяжести, а также др. сил, напр. капиллярных. Широко распространены электрич. К. — повторяющиеся изменения напряжений и сил токов в электрич. цепях и напряженностей электрич. и магнитного полей в пространстве вокруг этих цепей. Наконец, могут происходить смешанные электромеханич. К., при к-рых изменения положения к.-л. тел связаны с изменениями напряжений и сил токов в электрич. цепях; такими К. сопровождается, напр., работа *электроакустических преобразователей*. Встречаются и др. типы «смешанных» К., напр. К. объема газа сопровождаются К. и его темп-ры.

Несмотря на разную природу К., в них обнаруживаются одни и те же физ. закономерности; они описываются одними и теми же ур-ниями, исследуются общими методами, разработка и применение к-рых и составляют задачу теории К. Ниже рассмотрены 2 наиболее распространенных класса К. — механические (в частности, К. упругих систем) и электрические.

С точки зрения кинематики К. наиболее важной их характеристикой является форма К.; она определяется видом той периодич. или приблизительно периодич. ф-ции времени, к-рая описывает изменения колеблющейся величины. Наиболее важными являются *гармонические колебания* не только потому, что они часто встречаются на практике, но и потому, что они играют важную роль при изучении К., по форме заметно отличающихся от гармонических. Если К. отличаются от гармонических тем, что их амплитуда убывает со временем (см. *Затухание колебаний*) или в течение нек-рого промежутка времени возрастает (см. *Самовозбуждение колебаний*), и эти изменения происходят достаточно медленно, так что за 1 период К. амплитуда их не успевает сколько-нибудь заметно измениться, то эти К. можно считать по форме близкими к гармоническим. Такие же К. получаются также в случае *модуляции* К., если период модуляции достаточно велик по сравнению с периодом модулируемых гармонич. К. Среди К., по форме существенно отличающихся от гармонических, важное место занимают *релаксационные колебания*, характерным признаком к-рых является очень быстрое изменение колеблющейся величины (или ее производной) в течение некоторых долей периода и гораздо более медленное изменение этой величины в течение остальной части периода.

Причины возникновения К. могут быть различны. Наиболее распространенный случай — возникновение К. в результате нарушения устойчивости состояния равновесия системы: при нек-рых условиях (см. ниже) система, выведенная из состояния равновесия и предоставленная самой себе, начинает совершать К. около положения равновесия. Вследствие неизбежных потерь энергии К. в системе постепенно затухают и система возвращается к положению равновесия. Такие К. наз. собственными, или свободными. К. в системе могут возникнуть также в результате внешнего воздействия, имеющего колебательный характер (повторяющегося во времени). В пассивных (не содержащих источников энергии) системах такое воздействие вызывает *вынужденные колебания*. В *нелинейных системах*, содержащих источники энергии, могут без всякого внешнего воздействия, в частности без внешнего толчка, возникать незатухающие колебания, которые наз. *автоколебаниями*. В результате колебательного воздействия в нелинейных системах может происходить *автопараметрическое возбуждение колебаний*.

Собственные К. являются не только самыми распространенными, но и самыми важными с точки зрения

теории К., т. к. условия возникновения и характер всех др. типов К., к-рые могут возникнуть в данной системе, в большинстве случаев существенно зависят от характера собственных К., свойственных данной системе. Поэтому ниже рассматриваются только собственные К.; др. типы К., упомянутые выше, рассмотрены в соответствующих статьях.

Механические колебания в сплошных системах. Все тела, если пренебречь их молекулярным строением, можно рассматривать как сплошные системы, все свойства к-рых — плотность, упругость и т. д. — от точки к точке меняются непрерывно. Например, К., возникающие под действием одного кратковременного импульса силы в тонком стержне постоянного сечения q и длины l (рис. 1), изготовленном из материала с плотностью ρ и модулем Юнга E. Для определенности будем считать, что концы стержня закреплены, т. е. введем граничные (или краевые) условия, согласно к-рым смещения (и скорости) концов стержня все время равны нулю, кроме короткого промежутка времени вблизи $t=0$, а в момент $t=0$ на один из концов стержня, напр. левый, подействовала кратковременная сила, направленная вдоль стержня вправо. Она вызовет смещение конца стержня, вследствие чего в прилегающем слое стержня возникнет упругая деформация сжатия, к-рая распространится вдоль стержня в виде продольной упругой волны (импульса деформаций и импульса скоростей). Ур-ние, описывающее распространение этой волны, имеет вид

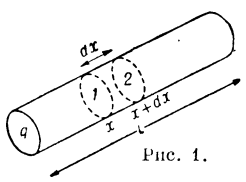


Рис. 1.

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=v^2\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2}, \qquad (2)$$

где $v=\sqrt{E/\rho}$, а ξ — смещение сечения с координатой x. Решение этого волнового ур-ния имеет вид $\xi=f_1(vt-x)+f_2(vt+x)$, где f_1 и f_2 — произвольные ф-ции. Это решение показывает, что в стержне может распространяться со скоростью $v=\sqrt{E/\rho}$ любая деформация, форма к-рой (определяемая видом ф-ций f_1 и f_2) не изменяется при распространении. Возникший в стержне под действием кратковременной силы импульс сжатия, отразившись от закрепленного правого конца стержня, начнет перемещаться в обратном направлении и к левому концу возвратится через промежуток времени $T_1=2l\sqrt{\frac{\rho}{E}}$ с момента возникновения импульса. В идеально упругом стержне при абс. жестком закреплении распространение импульса не сопровождалось бы потерями энергии и вся картина движения импульса точно повторялась бы через равные промежутки времени T_1, т. е. в стержне возникли бы периодические механич. К. с периодом T_1 или с угловой частотой

$$\omega_1=\frac{2\pi}{T_1}=\frac{\pi}{l}\sqrt{\frac{E}{\rho}}. \qquad (3)$$

В реальном стержне вследствие неизбежных потерь энергии при распространении и отражении импульс ослабевает, процесс лишь приблизительно повторяется (пока импульс практически не затухнет) и возникшие затухающие К. уже не строго периодичны. Если потери энергии при распространении и отражении импульса столь велики, что он практически затухает до того, как возвратился обратно, К. вообще не возникают.

Для возникновения К. необходимо также, чтобы импульс силы, нарушающий равновесие в стержне, был достаточно кратковременным. В противном случае, если за время T_1 возмущающая сила не успевает заметно измениться, то в каждый момент вдоль всего стержня успевает установиться однородная деформация, соответствующая значению возмущающей силы в этот момент, равновесие в стержне не нарушается и К. не возникают; т. о., К. не возникают при соблюдении условий квазистационарности (см. *Квазистационарные процессы*).

Возникшие в стержне К. по форме существенно отличаются от гармонических. В каждом сечении стержня сжатие возникает дважды за период T_1 на короткий промежуток времени $\tau<T_1$, причем для разных сечений интервалы времени между двумя последовательно возникающими сжатиями оказываются различными. Так же обстоит дело и с импульсами скорости, с той, однако, разницей, что в рассматриваемом примере деформации до и после отражения от концов стержня совпадают по знаку (все они являются сжатиями), а скорости до и после отражения каждый раз меняют знак на обратный, т. к. движение элементов стержня при отражении импульса сжатия меняет свое направление на обратное.

Если пренебречь потерями энергии в стержне, то возникшие К. можно рассматривать как периодические, но не гармонические, поэтому изменения сжатия и скорости в каждом сечении стержня могут быть разложены в спектр, содержащий гармоники с периодами, в целое число раз меньшими основного периода T_1, и соответственно с частотами, кратными основной частоте ω_1, т. е. с частотами $\omega_s=s\omega_1$, где s — любое целое число. Частоты этих гармоник. обертонов для всех сечений стержня одинаковы, поскольку одинакова основная частота для всех сечений. Но т. к. интервалы между импульсами сжатия (или импульсами скорости) для разных сечений стержня различны, следовательно, и форма колебаний различна, то амплитуды одних и тех же гармоник. составляющих в разных сечениях стержня оказываются различными, причем амплитуды сжатия и скорости вдоль стержня распределены поразному (вследствие указанного выше различия в отношении знаков деформации и скорости).

Картину распространения вдоль стержня импульса сжатия можно рассматривать как суперпозицию (см. *Суперпозиции принцип*) гармоник. волн сжатия, вызванных гармоник. составляющими спектра внешней силы и распространяющихся вдоль стержня с одинаковой скоростью v (т. к. внешняя сила не имеет периодич. характера, а представляет собой однократный импульс, то спектр ее изображается интегралом Фурье и является сплошным).

В результате отражения от 2-го конца стержня каждая гармоник. волна будет распространяться вдоль стержня в обоих направлениях. Те из этих волн, к-рые, распространяясь в двух противоположных направлениях, удовлетворяют граничным условиям, образуют *стоячие волны*. Для стержня с одинаковыми граничными условиями на обоих концах должно быть $^1/_2 s\lambda_s=l$, где $\lambda_s=2\pi v/\omega_s$ — длина волны (s — любое целое число), или в соответствии с ур-нием (3)

$$\omega_s=s\omega_1=\frac{\pi s}{l}\sqrt{\frac{E}{\rho}}. \qquad (4)$$

Т. к. концы стержня закреплены, то на концах его должны располагаться узлы стоячих волн смещения (и скорости), и амплитуда стоячей волны смещения (и скорости) должна распределяться вдоль стержня по закону синуса:

$$X_0=A_s\sin s\pi x/l. \qquad (5)$$

Наоборот, деформация $\varepsilon=\frac{\partial\xi}{\partial x}$ на концах стержня должна иметь макс. значение, т. е. на концах стержня располагаются пучности стоячей волны деформации, а амплитуда ее вдоль стержня распространяется по закону косинуса.

Т. о., однократный импульс возбуждает в стержне К., представляющие собой суперпозицию стоячих волн. Эти стоячие волны и являются теми собственными К., к-рые свойственны стержню. Они наз. нормальными К., а их частоты — нормальными частотами. Число стоячих волн различной длины и число нормальных К., возникающих в стержне, как во всякой сплошной системе, бесконечно велико, т. к. стержень обладает бесконечным числом степеней свободы. Однако вследствие того, что изменения внешней силы всегда происходят с конечной скоростью, высокочастотные К. возбуждаются слабо. Т. к., кроме того, чем выше частота К., тем сильнее они затухают (вследствие увеличения с ростом частоты потерь на внутреннее трение и на излучение), то практически нарушение равновесия в стержне вызывает лишь конечное число собственных К. с дискретным спектром, ограниченным не только со стороны низких, но и со стороны высоких частот.

Эта картина сохраняет свои основные черты для всякого ограниченного упругого тела, рассматриваемого как сплошное. Если потери энергии при распространении упругих волн в этом теле невелики, то в результате достаточно быстрого нарушения равновесия в системе возникают собственные К. Частоты этих К. и распределение амплитуд каждого К. определяются свойствами тела (упругостью, плотностью, размерами) и граничными условиями; дискретный спектр частот уходит в бесконечность. Однако, в отличие от однородного стержня, обертоны в этом спектре могут быть негармоническими (т. е. не кратными основному тону) и распределение амплитуд этих обертонов в теле может существенно отличаться от синусоидального или косинусоидального.

Механические колебания в дискретных системах. Учитывая, что все тела состоят из молекул, всякое тело нужно рассматривать как дискретную систему, состоящую из очень большого числа отдельных малых тел (напр., материальных точек), действующих друг на друга с силами, имеющими в простейшем случае упругий характер. Поскольку материальная точка обладает тремя степенями свободы, такая дискретная система обладает $3N$ степенями свободы, где N — число молекул, из к-рых построено тело. Хотя число N для макроскопич. тел очень велико (порядка 10^{20} и более для тел не очень малых размеров), но все же принципиально всякое реальное тело обладает конечным числом степеней свободы, а значит, и нормальных частот.

Простейшей моделью такого тела может служить система, состоящая из n ($n \gg 1$) одинаковых масс m, связанных одинаковыми пружинками, с коэфф. упругости α (рис. 2). Для удобства сравнения этой системы

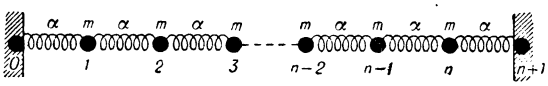


Рис. 2.

и упругого стержня с закрепленными концами будем полагать, что крайние массы закреплены. Для этого к n массам под номерами 1, 2,..., n, к-рые могут смещаться только вдоль оси x (поэтому система обладает только n степенями свободы), добавим по краям 2 неподвижно закрепленные массы под номерами 0 и $n+1$. Для каждой из масс, кроме двух крайних, из второго закона Ньютона следует ур-ние движения:

$$m\frac{d^2y_k}{dt^2} = \alpha[(y_{k+1} - y_k) - (y_k - y_{k-1})], \qquad (6)$$

где $k = 1, 2, \ldots, n$ — номер массы, а y_k — смещение k-й массы вдоль оси x. Для крайних масс должны выполняться граничные условия $y_0 = 0$, $y_{k+1} = 0$. Решение ур-ний (6) ищут в виде

$$y_k = A_s \sin\frac{ks\pi}{n+1}\cos(\omega_s t + \varphi_s) \quad (s = 1, 2, \ldots, n), \qquad (7)$$

где $A_s \sin\frac{ks\pi}{n+1}$ — амплитуда смещений k-й массы — выбрана так, чтобы она удовлетворяла граничным условиям. Макс. значение амплитуды A_s и значение φ_s для каждого из колебаний с частотой ω_s определяются начальными условиями. Для определения ω_s подставляем (7) в (6):

$$\omega_s = 2\sqrt{\frac{\alpha}{m}}\sin\frac{s\pi}{2(n+1)}. \qquad (8)$$

Частоты ω_s в этом случае не являются кратными частоте ω_1, но в области достаточно низких частот (пока $s \ll n$)

$$\omega_s \approx \sqrt{\frac{\alpha}{m}}\frac{s\pi}{n+1}, \qquad (9)$$

т. е. все частоты ω_s очень близки к гармонич. обертонам основного тона частоты ω_1, так же как и в случае сплошного стержня. Если среднее значение «линейной плотности» дискретной системы совпадает с «линейной плотностью» сплошного стержня, т. е. $m/a = \varrho q$ (где a — длина каждой пружины в состоянии равновесия), и упругая сила пружины (при растяжении ее вдвое) совпадает с упругой силой в стержне (при том же растяжении), т. е. $Eq = \alpha a$, то $\sqrt{E/\varrho} = a\sqrt{\alpha/m}$. Подставляя значение $\sqrt{E/\varrho}$ в выражение (4), найдем, что оно совпадает с (9), т. к. $a/l = 1/(n+1)$. Распределение амплитуд смещений между отдельными массами, как видно из сопоставления (5) и (9), совпадает с распределением амплитуд смещений для тех сечений стержня, для к-рых $x/l = k/(n+1)$. Т. о., пока $s \ll n$, собственные К. дискретной и сплошной систем идентичны.

Рассмотренная дискретная система может служить моделью «одномерной кристаллической решетки», состоящей из одинаковых атомов. Можно рассчитать К. и более сложной кристаллич. решетки, напр. из чередующихся атомов с различными массами или трехмерной решетки. Но пока речь идет о К. не слишком высоких частот, для к-рых длина стоячей волны еще во много раз больше расстояния между атомами, дискретную модель твердого тела вполне можно заменить сплошной. Только для очень коротких стоячих волн (к-рые приходится рассматривать, напр., в теории теплоемкости) сплошная модель твердого тела оказывается непригодной.

Итак, в тех случаях, когда мы изучаем не слишком быстрые колебания упругих тел, их можно рассматривать как сплошные; но при резко выраженной неоднородности этих тел часто оказывается целесообразным заменить сплошное тело дискретной системой. Это обусловлено тем, что при малом n условие $s \ll n$ не соблюдается даже для основного тона, и поэтому, рассматривая систему как сплошную, мы должны были бы учитывать ее неоднородность, что чрезвычайно усложнило бы задачу. На дискретных моделях можно также проследить непрерывный переход от сплошных тел однородных к существенно неоднородным и выявить общую природу К., возникающих в том или др. случае.

Проследим за тем, что происходит со спектром собственных К. дискретной системы при непрерывном переходе от больших n к малым. Такой переход можно осуществить, «разреживая» систему (в нашей модели — постепенно перенося очень мелкие доли одних масс на соседние массы, напр. с четных на нечетные, так что к концу этой операции все четные массы исчезнут и число масс уменьшится до $n/2$). Перед концом этой

операции существует, кроме $n/2$ больших (нечетных) масс m_1, еще $n/2$ малых (четных) масс m_2. К. этих малых масс могут лишь очень мало изменять положение больших. Следовательно, пока большие массы не совершают К., все малые массы не действуют друг на друга (т. к. большие массы покоятся) и их можно считать не связанными между собой. По мере уменьшения величины этих малых масс частота их колебаний ω_s повышается и при $m_2 \to 0$ $\omega_s \to \infty$.

Когда процесс переноса четных масс на нечетные завершен, число степеней свободы дискретной системы, а значит и число частот нормальных К. уменьшилось до $n/2$. Остальные $n/2$ нормальных К., к-рые были свойственны системе, исчезли в результате того, что их частоты «ушли в бесконечность». Повторяя этот процесс «разреживания» снова и снова, мы можем дойти до системы с одной степенью свободы (рис. 3, *а*), к-рой свойственно только 1 нормальное К. Можно представить и обратную операцию «сгущения» дискретной системы, т. е. увеличения числа масс и числа степеней свободы до бесконечности, причем вновь появляющиеся нормальные частоты этой системы «приходят из бесконечности».

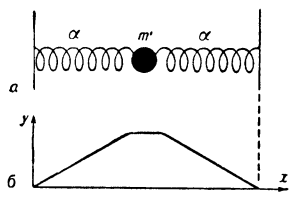


Рис. 3.

Всякая реальная пружина обладает массой, к-рой мы выше пренебрегали, а также всякое тело, к-рое в нашей модели рассматривалось как абсолютно жесткое, обладает упругостью, т. е. в реальной системе масса и упругость распределены вдоль всей системы с неравномерной «линейной плотностью», и система обладает бесконечно большим числом нормальных К. Однако К. исходной сплошной системы, лежащие в области очень высоких частот, как уже отмечалось, слабо возбуждаются и быстро затухают. Поэтому в большинстве практич. задач они не играют роли и их можно не рассматривать. Именно неоднородность сплошной системы позволяет поступать т. о., поскольку в результате существенной неоднородности не только нарушается гармоничность обертонов спектра, но весь спектр резко делится на 2 части: одну, состоящую из немногих К., лежащих в области низких частот, и другую, лежащую в области очень высоких частот, простирающихся вплоть до бесконечности.

Частота единственного нормального колебания системы с одной степенью свободы может быть найдена из (8) подстановкой $n = 1$ и $s = 1$:

$$\omega_1' = 2\sqrt{\frac{\alpha'}{m'}}\sin\frac{\pi}{4} \approx 1{,}4\sqrt{\frac{\alpha'}{m'}}. \qquad (10)$$

С др. стороны, для основного тона дискретной системы при $n \gg 1$ из (8) после подстановки $s = 1$ получим:

$$\omega_1 \doteq 2\sqrt{\frac{\alpha}{m}}\sin\frac{\pi}{2(n+1)} \approx \frac{\pi}{n}\sqrt{\frac{\alpha}{m}}. \qquad (11)$$

При сопоставлении частот ω_1' и ω_1 нужно учесть, что в системе с одной степенью свободы, полученной в результате «разреживания» системы с n степенями свободы, $m' = nm$ (т. к. все n масс соединены вместе) и $\alpha' = 2\alpha/n$ (т. к. каждая пружина стала в $n/2$ раз длиннее). Подставляя значения α' и m' в (10), получим:

$$\omega_1' = \frac{2}{n}\sqrt{\frac{\alpha}{m}}. \qquad (12)$$

Следует, однако, заметить, что система с одной степенью свободы, изображенная на рис. 3*а*, не является единственной, к к-рой можно прийти в результате «разреживания» системы с n степенями свободы; напр., части др. масс мы могли бы переносить также и на массы $k = 0$ и $k = n + 1$, тогда ω_1' оказалось бы неск. больше, чем в выражении (12).

Соответственно в системе с одной степенью свободы изменяется и картина возникновения собственных К. В результате действия кратковременной внешней силы на конец одной из пружин в ней возникает деформация; деформированная пружина сообщает телу начальную скорость, вследствие чего возникают гармонические собственные К., соответствующие единственному нормальному К. системы (из сплошного спектра внешней силы, изображаемого интегралом Фурье, система выделяет только узкую полосу частот, лежащую вблизи нормальной частоты системы).

Распределение амплитуд смещений возникшего К. между отдельными точками системы (т. е. точками пружин и массы) изображено на рис. 3*б* (следует помнить, что смещения направлены по оси x и только условно их амплитуды отложены по оси y). Это распределение в своих наиболее характерных чертах (нули по краям, максимум в середине) сходно с распределением амплитуд в основном тоне собственных К. системы с n степенями свободы. Но вследствие неоднородности системы кривая рис. 3*б* по форме отлична от синусоидальной кривой распределения амплитуды основного тона в системе с n степенями свободы (в к-рой неоднородности никак не сказываются на основном тоне).

Т. о., собственные К. в системе с одной степенью свободы по своему характеру (частоте и распределению амплитуд) очень близки к основному тону собственных К. в системе с n степенями свободы, а значит и к основному тону К. в соответствующей однородной сплошной системе. Однако, несмотря на глубокое сходство между этими К., все же картину возникновения К. в сплошной системе нельзя целиком перенести на систему с одной степенью свободы, т. к. представление об импульсе, «бегающем» в сплошной системе без изменения формы и несущем с собой энергию, не применимо в системе с одной степенью свободы. В этой системе импульс деформации, дойдя от края пружины до тела, вызывает его движение с очень постепенно меняющейся скоростью, т. е. теряет характер кратковременного импульса («размывается»), вследствие чего дальше уже нельзя говорить о движении импульса как целого. (Конечно, то же самое относится и к одному основному тону К. в сплошной системе; только суперпозиция всех стоячих волн, возникающих под действием импульса в однородной сплошной системе, передает движение импульса как целого без искажений формы.) Поэтому картина движения энергии как для К. в системе с одной степенью свободы, так и для основного тона К. в сплошной системе становится менее наглядной, и представление о скорости движения энергии менее определенно, чем в случае, когда импульс как целое «бегает» по стержню. Однако и в этих случаях наряду с превращением энергии из потенциальной в кинетическую и обратно происходит течение энергии в системе внутри областей, ограниченных соседними узлами деформации и скорости, а в системе с одной степенью свободы — течение энергии от пружин к массам и обратно.

Электрические колебания. Электрич. аналогом однородного упругого стержня с закрепленными концами может служить, напр., отрезок *коаксиального кабеля* с разомкнутыми концами (рис. 4). Если пренебречь активным сопротивлением провода кабеля, то ток, текущий в кабеле (в одном направлении по жиле кабеля и в обратном — по оболочке), создает между

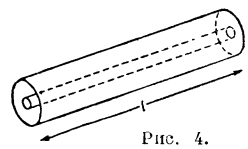


Рис. 4.

жилой и оболочкой электрич. и магнитное поля, причем векторы напряженности этих полей E и H лежат в плоскостях, перпендикулярных к оси кабеля. Поэтому емкость C_0 и индуктивность L_0 всего отрезка кабеля оказываются пропорциональными длине отрезка l, т. е. емкость и индуктивность единицы длины кабеля $C_1 = C_0/l$ и $L_1 = L_0/l$.

Для коаксиального кабеля (а также для двухпроводной линии) C_1 и L_1 связаны соотношением $\sqrt{C_1L_1} = \sqrt{\varepsilon\mu}/c$, где ε и μ — диэлектрич. и магнитная проницаемости среды, заполняющей пространство между жилой и оболочкой кабеля (или среды, окружающей оба провода линии), c — скорость распространения электромагнитных волн в пустоте.

Применяя ур-ния Максвелла для тока и напряжения в кабеле, получим волновое ур-ние, аналогичное (2), где v — скорость распространения электромагнитных волн в среде, причем

$$v = c/\sqrt{\varepsilon\mu} = 1/\sqrt{C_1L_1}. \qquad (13)$$

Если среда не обладает дисперсией (см. *Дисперсия волн*), то электрич. импульс, возникший у начала кабеля, будет распространяться по кабелю как одно целое (без изменения формы) со скоростью v и, отразившись от конца кабеля, вернется к началу, после чего процесс будет повторяться. В отрезке кабеля возникнут собственные К. с нормальными частотами, определяемыми ур-нием

$$\omega_s = \frac{s\pi c}{l\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{s\pi}{l\sqrt{C_1L_1}} = \frac{s\pi}{\sqrt{C_0L_0}}, \qquad (14)$$

аналогичным ур-нию (5).

Амплитуды стоячей волны тока будут распределяться по закону синуса (узлы тока на концах кабеля), а амплитуды стоячей волны напряжения — по закону косинуса (пучности напряжения на концах кабеля).

Электрич. аналогом механической дискретной системы, рассмотренной выше, является многозвенная электрич. цепь, состоящая из одинаковых контуров, причем емкость и индуктивность каждого контура сосредоточены в разных его участках (рис. 5). Чтобы краевые условия для кабеля и многозвенной цепи были одинаковы, концы этой цепи должны быть разомкнуты. Если $\frac{dq_k}{dt}$ — ток в цепи k-й катушки индуктивности, то на основании законов Кирхгофа мы получим n ур-ний:

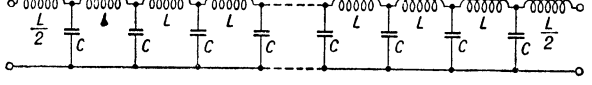


Рис. 5.

$$L\frac{d^2q_k}{dt^2} + \frac{1}{C}(2q_k - q_{k+1} - q_{k-1}) = 0, \qquad (15)$$

где $k = 1, 2, \ldots, n$.

Эти ур-ния совпадают с ур-ниями (6), если в последних положить $m = L$ и $\alpha = 1/C$. Т. к. краевые условия в обоих случаях идентичны, то и решения ур-ний (15) мы получим из решений (7), (8) и (9) ур-ний (6) той же заменой m на L и α на $1/C$. Все, что было сказано относительно спектра нормальных частот дискретной механич. системы, может быть распространено на дискретную электрич. систему.

При достаточно большом n не слишком кратковременный электрич. импульс будет распространяться в дискретной системе, так же как и в сплошной, без искажения формы со скоростью, определяемой выражением (13), в к-ром под C_1 и L_1 следует понимать среднюю емкость и среднюю индуктивность, приходящуюся на единицу длины многозвенной электрич. цепи (такие цепи применяются, напр., в качестве *линий задержки*).

Переход от большого n к $n = 1$, как и в случае механич. системы, не вполне однозначный, приводит, напр., к контуру с одной степенью свободы, изображенному на рис. 6. Если значения отдельных индуктивностей и емкостей, входящих в контур, выбраны так, что $\Sigma C = C_0$ и $\Sigma L = L_0$, то единственная нормальная частота контура $\omega_1 = 2\sqrt{2}/\sqrt{L_0C_0}$ очень близка к основному тону собственных К. в отрезке кабеля, определяемому выражением (14) при $s = 1$.

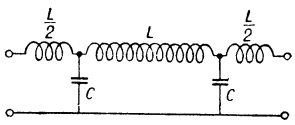


Рис. 6.

Подробнее см. *Электрические колебания*.

Лит.: 1) Горелик Г. С., Колебания и волны, М.—Л., 1950; 2) Мандельштам Л. И., Полное собрание трудов, т. 4, ч. 1—2, М., 1955; 3) Стретт Дж. В. (Лорд Рэлей), Теория звука, т. 1, М., 1955, гл. 4—7 и 10. *С. Э. Хайкин.*

КОЛЕБАНИЯ БАРКГАУЗЕНА — КУРЦА — высокочастотные электрич. колебания, порождаемые электронами, осциллирующими в трехэлектродной электронной лампе при подаче на ее сетку значительного положительного, а на анод небольшого отрицательного напряжений относительно катода. При этом электроны, ускоренные полем сетки и не уловленные ею, тормозятся полем анода; разгоняясь при возвратном движении от анода и пролетая сквозь сетку, электроны снова тормозятся полем катода. В результате основная масса эмитированных катодом электронов осциллирует относительно сетки (см. *Лампа с тормозящим полем*). При подключении анода и сетки лампы к внешней колебательной цепи происходит сортировка электронов по фазе, так что в системе устанавливается стационарный автоколебательный режим с частотой, зависящей от настройки внешнего резонатора. Амплитуда автоколебаний определяется соотношением между частотой электронных колебаний и собственной частотой контура, достигая макс. значения при совпадении этих частот и при возбуждении во внешнем резонаторе основного типа колебаний. Электронный механизм К. Б. — К. имеет нелинейный характер, что определяет возможность возбуждения гармоник основной частоты электронных колебаний, если частоты обертонов внешнего резонатора близки к nf_0 (n — номер гармоники, f_0 — собственная частота электронных осцилляций). Амплитуды высших типов К. Б. — К. быстро спадают с ростом n. К.Б. — К., открытые в 1919 г., сыграли существенную роль в изучении особенностей электроники СВЧ и в развитии *СВЧ электронных приборов*.

Лит.: 1) Barkhausen H., Lehrbuch der Elektronen-Röhren und ihrer technischen Anwendungen, Bd 3, Lpz., 1954; 2) Калинин В. И., Дециметровые и сантиметровые волны, т. 1, 2 изд., М., 1939 *И. В. Иванов.*

КОЛЕБАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТОК. Атомы тела, находящегося в тепловом равновесии, совершают малые колебания ок. нек-рых положений равновесия— т. н. узлов кристаллич. решетки. Совокупность этих колебаний со всеми возможными частотами составляет т. н. спектр нормальных колебаний решетки. Колебания трехмерной бесконечной решетки хорошо иллюстрируются на примере одномерной бесконечной струны, составленной из периодически повторяющихся групп материальных точек, связанных друг с другом квазиупругими силами. Колебания такой струны имеют сходство с колебаниями непрерывной струны в том, что они состоят из основного колебания и ряда гармоник с длинами $2l/n$, но обладают двумя существенными различиями: 1) существует наиболее короткая гармоника — та, для к-рой длина волны $\lambda = 2a$ (где a — постоянная решетки), т. е.

две рядом лежащие точки колеблются в противоположных фазах (рис. 1, *б*); 2) частоты не являются пропорциональными волновому числу $2\pi/\lambda$, как в случае непрерывной струны, т. е. имеет место дисперсия.

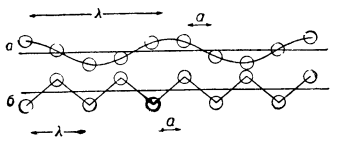


Рис. 1. *а* — одно из нормальных колебаний цепочечной одноатомной струны, *б* — предельное колебание одноатомной цепочечной струны, $\lambda = 2a$.

Если предположить, что взаимодействуют только соседние точки, причем квазиупругая константа равна α, а масса точки равна m, то $\omega = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\alpha}{m}}\sin\frac{\pi a}{\lambda}$ (в отличие от $\frac{a}{2\pi}\sqrt{\frac{\alpha}{m}}\frac{2\pi}{\lambda}$ — для непрерывной струны). Т. к. длина струны велика по сравнению с межатомными расстояниями, с к-рыми приходится иметь дело в теории решеток, то можно считать, что основное колебание имеет бесконечно большую длину волны ($\lambda = \infty$), а частота его $\omega = 0$.

Если одномерная цепочка состоит не из одного, а из нескольких видов атомов (рис. 2 и 3), то колебания струны можно разбить на колебания двух типов. 1) Колебания, к-рые напоминают колебания одноатомной цепочки, т. н. акустич. колебания. В них принимают, в общем, участие молекулы как целое. Они состоят из основного колебания и ряда гармоник, ограниченных предельной частотой. Длине волны $\lambda = \infty$ соответствует частота $\omega = 0$. 2) Кроме акустич. колебаний, в цепочке происходят $N - 1$ оптич. колебаний, при к-рых разнородные цепочки колеблются в противоположных фазах, причем эти колебания накладываются на колебания акустич. ветви (рис. 2 и 3). Т. о., одной и той же длине волны двухатомной цепочки соответствуют колебания акустич. и оптич. ветвей с различными частотами и формой колебаний. Длине волны $\lambda = \infty$ оптич. ветви соответствует частота $\omega \neq 0$. В случае трехмерной решетки, в элементарной ячейке к-рой находятся N атомов, все колебания решетки делятся на $3N$ ветвей: 3 акустических, для к-рых $\omega = 0$ для волнового вектора $k = 0$, и $3(N - 1)$ оптических.

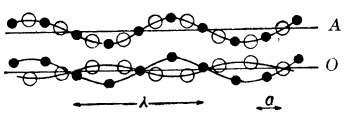


Рис. 2. Два нормальных колебания двухатомной струны: *А* — акустическая ветвь, *О* — оптическая ветвь.

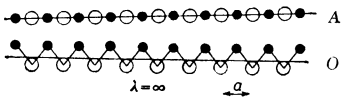


Рис. 3. Два колебания двухатомной струны с $\lambda=\infty$: *А* — акустическая ветвь, *О* — оптическая ветвь.

Акустич. колебания участвуют в низкоэнергетич. процессах: в тепловых колебаниях (именно поэтому термодинамич. свойства кристаллов удовлетворительно описываются моделью Дебая), в распространении звуковых волн и пьезоэлектрич. колебаний и т. д. Оптич. колебания связаны с возникновением колебаний вектора диэлектрич. поляризации и, соответственно, с сравнительно высокоэнергетич. электромагнитными процессами. В колебательных спектрах кристаллов, а также в комбинациях их с электронными спектрами в 1-м приближении проявляются только колебания оптич. ветвей с $\lambda \to \infty$.

При квантовомеханич. подходе к задаче о К. к. р. каждой плоской волне соответствует квазичастица — *фонон*, энергия к-рой равна $\hbar\omega$, а импульс равен $2\pi\hbar\boldsymbol{n}/\lambda$, где $\hbar$ — постоянная Планка, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, нормальный к волне, т. е. $2\pi\boldsymbol{n}/\lambda$ — волновой вектор. В квазиупругом приближении фононы не взаимодействуют друг с другом. Отступления от квазиупругой связи между атомами в решетке сказываются в том, что в процессе столкновения между фононами 2 столкнувшихся фонона могут породить 3-й, причем при столкновении сохраняются импульс и энергия. Равным образом рассеяние электрона в кристаллич. решетке рассматривается как столкновение его с фононами. В ряде случаев, напр. в теории инфракрасного поглощения ионных кристаллов, квантовая и классич. теории приводят к одному и тому же результату.

Важной является задача о распределении числа колебаний между различными частотами, т. е. нахождение т. н. ф-ции распределения частот $f(\omega)$, равной числу частот для N ячеек, находящихся в одном моле вещества и лежащих в пределах между ω и $\omega + d\omega$. Эта задача была решена П. Дебаем (см. *Дебая модель твердого тела*).

Лит.: 1) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Статистическая физика (классическая и квантовая), М.—Л., 1951, гл. 6; 2) Борн М., Хуан К., Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958, гл. 2.

И. В. Обреимов.

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА — график зависимости амплитуды 1-й гармоники анодного тока *лампового генератора* от амплитуды синусоидального напряжения возбуждения на управляющей сетке. К. х. пользуются при расчете лампового генератора с колебательным контуром, генерирующего колебания, близкие к синусоидальным. В таком генераторе благодаря резонансным свойствам колебательного контура, даже при сильном отклонении анодного тока лампы от синусоидальности, действующее переменное напряжение близко к синусоидальному. В этом случае мощность возбуждаемых колебаний и кпд генератора определяются лишь 1-й гармоникой несинусоидального анодного тока, соответствующей синусоидальному резонансному напряжению на колебательном контуре, и определение режима генератора сводится к снятию его К. х.

К. х. может быть построена графически по *динамической характеристике электронной лампы* или снята экспериментально, для чего требуется в схеме лампового генератора разорвать цепь обратной связи. Рис. 1, *а* поясняет способ построения К. х. по динамич. сеточной характеристике лампы. При заданном постоянном сеточном смещении E_{g_1} синусоидальные напряжения разных амплитуд (*1*, *2*, *3*) на сетке лампы будут порождать разные по форме колебания анодного тока i_a (*1*, *2*, *3*). Первая гармоника анодного тока (соответствующая амплитуде колебания основной частоты при разложении анодного тока в ряд Фурье) не будет пропорциональна амплитуде возбуждающего синусоидального напряжения. В случае режима генератора, соответствующего рис. 1, *а*, первая гармоника анодного тока представляется выпуклой кривой К. х. (рис. 1, *б*).

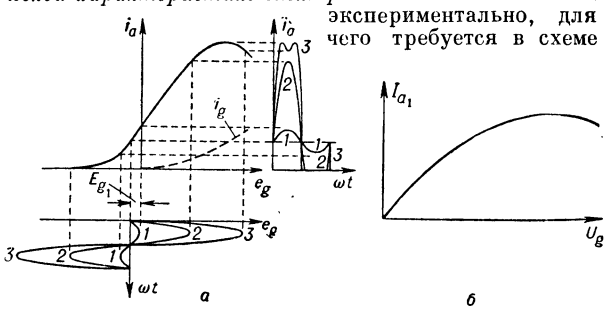


Рис. 1. Колебательная характеристика при малом отрицательном смещении на сетке лампы: e_g — напряжение на сетке лампы, i_a — анодный ток, i_g — сеточный ток, ωt — фаза синусоидального напряжения на сетке, U_g — амплитуда синусоидального напряжения возбуждения, i_{a_1} — амплитуда 1-й гармоники анодного тока.

Форма К. х. сильно зависит от напряжения сеточного смещения E_g. Так, при большом отрицат. смещении E_{g_2} (рис. 2, *а*) К. х. приобретает вид рис. 2, *б*, отличающийся от вида К. х. рис. 1, *б* наличием точки перегиба. В свою очередь режим автоколебаний в ламповом генераторе определяется формой К. х. Так, К. х. рис. 1, *б* приводит к мягкому, а К. х. рис. 2, *б* — к жесткому режиму самовозбуждения колебаний (см. *Жесткий и мягкий режимы возбуждения*).

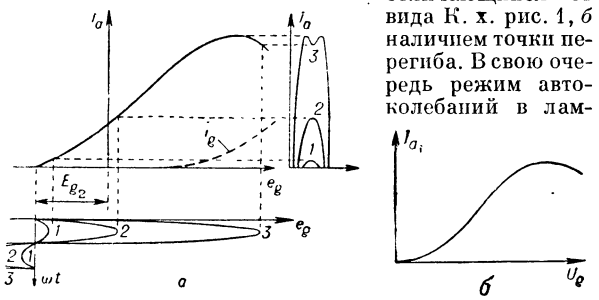


Рис. 2. Колебательная характеристика при большом отрицательном смещении на сетке лампы.

Лит.: Дробов С. А., Радиопередающие устройства, 2 изд., М., 1951, гл. 6, § 4. *М. Д. Карасев.*

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ — системы, в которых в результате нарушения состояния равновесия возникают собственные колебания. Если потери энергии в К. с. достигают нек-рой критич. величины, то они превращаются в апериодич. систему (об основных классах К. с. и характере возникающих в них собственных колебаний см. *Колебания*). Свойства К. с. позволяют решать много важных практич. задач. Напр., благодаря явлению резонанса К. с. могут служить чувствительными приемниками колебаний одной определенной частоты (или нескольких определенных частот), не отзывающимися на колебания всех др. частот (см., напр., *Избирательность радиоприема*); нелинейные К. с. (см. *Нелинейные системы*) могут служить источником незатухающих колебаний.

Применения К. с. могут дать тем больший эффект, чем меньше потери энергии в системе, т. е. чем выше *добротность* колебательной системы. Поэтому широкое распространение получили нек-рые типы К. с., обладающие высокой добротностью. В качестве механич. К. с. с высокой добротностью на низких частотах применяются маятник и массы, удерживаемые в положении равновесия пружинами (различные пружинные маятники), на более высоких (звуковых) частотах — упругие стержни, струны и т. п. В акустике в качестве К. с. применяются объемы воздуха, заключенные в трубы (см. *Трубы акустические*) или сферич. сосуды (см. *Резонатор акустический*), на ультразвуковых частотах — стержни и пластинки малых размеров, изготовленные из пьезоэлектриков или магнитострикционных материалов.

Электрич. К. с. с высокой добротностью в широком диапазоне частот, начиная от низких и вплоть до начального участка сверхвысоких частот, могут служить *колебательные контуры*, состоящие из катушек индуктивности и конденсаторов, а также К. с., состоящие из нескольких и даже многих связанных между собой колебательных контуров. Однако на сверхвысоких частотах, начиная с десятков *Мгц*, вследствие увеличения потерь энергии на излучение электромагнитных волн, а также потерь в металле проводников на джоулеву теплоту (в связи с ростом активного сопротивления проводников из-за *поверхностного эффекта*) добротность колебательных контуров быстро падает. В этих случаях в качестве К. с. с высокой добротностью применяют отрезки *длинных линий* (высокочастотных кабелей). На частотах порядка 1 000 *Мгц* и выше отрезки высокочастотных кабелей (вследствие дальнейшего увеличения потерь на джоулеву теплоту из-за поверхностного эффекта) также не обладают высокой добротностью. Единственным типом К. с., обладающей высокой добротностью на частотах в тысячи *Мгц* и более, являются *объемные резонаторы*, в к-рых вследствие относительно большой площади поверхности стенок (по сравнению с поверхностью жил высокочастотных кабелей) плотность токов в металле, а значит и потери на джоулеву теплоту малы. *С. Э. Хайкин.*

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР — электрич. цепь, содержащая емкость C и индуктивность L, в к-рой возможны электрич. колебания; при этом энергия периодически переходит из электрич. поля емкости в магнитное поле индуктивности. В реальных К. к. из-за наличия потерь (активное сопротивление проводов R, диэлектрич. потери в катушке индуктивности и конденсаторе, потери на излучение) колебания постепенно затухают.

Различают линейные и нелинейные К. к. В линейном К. к. его параметры L, C и R не зависят от интенсивности колебаний и период колебаний не зависит от амплитуды (изохронность колебаний). В нелинейном К. к., напр. при наличии катушки с сердечником, изохронность не соблюдается. Основные свойства линейных К. к. характеризуются собственной частотой $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ и *добротностью* $Q = \sqrt{L/C}/R$. При отсутствии затухания собственные колебания совершаются точно с собственной частотой ω_0, при затухании они замедляются. В реальных К. к. можно получить циклич. собственную частоту от 10^4 до 10^8 *гц*. Чем выше Q, тем меньшая доля энергии рассеивается за период колебаний, тем меньше скорость затухания колебаний в К. к. Величина, обратная Q, наз. *затуханием контура* $d = 1/Q$. При средних собственных частотах добротность К. к. имеет величину от нескольких десятков до нескольких сотен. При очень низких и очень высоких частотах трудно получить большие значения Q гл. обр. из-за трудности создания высококачественной *катушки индуктивности* (с малыми потерями при очень большой и очень малой величинах индуктивности). Если Q мало ($Q \leqslant 1/2$), то К. к. может вообще потерять колебательные свойства, став *апериодической системой*. На очень низких частотах в качестве К. к. могут использоваться электромеханич. системы, обладающие большой инерционностью, или спец. ламповые схемы из сопротивлений и емкостей с положительной обратной связью (см. *Генератор на R и C*). На очень высоких частотах К. к. служат электромагнитные *объемные резонаторы*.

В линейном К. к. (рис. 1) под действием произвольной эдс $e(t)$ возникает ток $i(t)$ вида:

$$i(t) = \exp(\delta t)\left\{ i(0)\cos\omega_1 t - \frac{Ri(0) + 2U_c(0)}{2\omega_1 L}\sin\omega_1 t + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{\omega_1 L}\int_0^t \frac{de(\tau)}{d\tau}\exp(\delta\tau)\sin\omega_1(t-\tau)\,d\tau \right\}, \qquad (1)$$

где $\delta = R/2L$ — коэфф. затухания, $\omega_1 = \sqrt{(1/LC) - (R/2L)^2}$ — частота затухающих свободных колебаний, $e(0)$, $U_c(0)$, $i(0)$ — начальные значения эдс, напряжения на емкости и тока в К. к.

При отсутствии внешней эдс, т. е. $e(t) \equiv 0$, в К. к. возможны собственные (свободные) колебания и ток:

$$\left.\begin{aligned} i_{\text{собств}} &= I_{\text{собств}}\exp(\delta t)\cos(\omega_1 t + \varphi), \\ I_{\text{собств}} &= \sqrt{i^2(0) + [Ri(0) + 2U_c(0)]^2/(2\omega_1 L)^2}, \\ \varphi &= \operatorname{arctg}\{[Ri(0) + 2U_c(0)]/2\omega_1 L i(0)\}. \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Если эдс $e(t) \neq 0$ и является периодич. ф-цией t, то в К. к. наряду с собственными будут происходить

и вынужденные колебания. При гармонич. эдс $e(t) = E \sin \omega t$ ток вынужденных колебаний также гармонич., той же частоты и вблизи резонанса определяется соотношением:

$$i_{\text{вын}} = I_{\text{вын}} (\sin \omega t - \varphi) \approx$$

$$\approx E \sin(\omega t - \varphi)/R \sqrt{1 - Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2},$$

где $\varphi = \operatorname{arctg} Q \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)$ — сдвиг фазы тока относительно действующей эдс. В случае резонанса амплитуда тока в К. к. $I_{\text{рез}} = E/R$, а амплитуды напряжений на емкости и на индуктивности равны между собой и каждое из них в Q раз превышает E. Амплитуды напряжений на индуктивности и емкости К. к. достигают своих макс. значений при частотах, неск. смещенных относительно ω_0 (соответственно больших и меньших). Относит. величина этого смещения в случае большой добротности К. к. оказывается малой ($\approx 1/Q$), и его практически не учитывают (рис. 2).

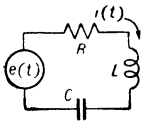


Рис. 1.

Избирательные свойства К. к. характеризуются полосой пропускания, к-рая обратно пропорциональна добротности.

В нелинейном К. к. даже при чисто синусоидальной эдс ток будет содержать, кроме основной частоты, также и ее гармоники. На рис. 2 пунктиром нанесены резонансные кривые амплитуды 1-й гармоники тока — $I_{\text{вын}}$ в нелинейном К. к. (с железом в катушке индуктивности). Если амплитуда тока мала, то резонансная кривая *1* нелинейного К. к. не отличается от резонансной кривой линейного К. к. С ростом тока индуктивность катушки с железом падает и резонансный пик смещается в сторону более высоких частот (кривая *2'*). При достаточно большой силе тока может возникнуть характерная для нелинейного резонанса петля *запаздывания*, когда амплитуда тока оказывается неоднозначной в нек-рой области частот (кривая *3'*).

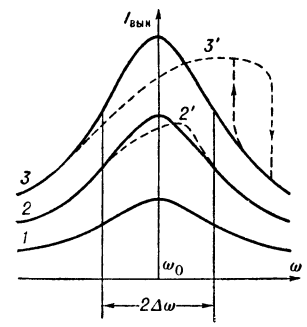


Рис. 2. Резонансные кривые колебательного контура: *1, 2, 3* — для линейного контура при разных амплитудах тока; *1', 2', 3'* — для нелинейного контура.

Лит.: Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, М.—Л., 1950. *М. Д. Карасев.*

КОЛЕРА ПРАВИЛО утверждает, что электрич. сопротивление ρ в магнитном поле H при различных температурах T у образцов одного и того же металла различной хим. или физ. чистоты (т.е. отклонения от идеальности кристаллич. решетки) может быть представлено единой универсальной зависимостью:

$$\rho_{H,\,T}/\rho_{H=0,\,T} = 1 + f(H\rho_{273^\circ\text{K}}/\rho_{H=0,\,T}).$$

Это выражение было получено теоретически М. Колером [1] и установлено эмпирич. путем в работах Е. Юсти и Г. Шефферса [2].

Справедливость выполнения К. п. основана на предположениях: 1) аддитивность механизма рассеяния электронов проводимости, т. е. независимость вероятности рассеяния электронов на тепловых колебаниях и дефектах решетки, 2) изотропия длины свободного пробега, 3) постоянство числа электронов проводимости в металле. К. п. применимо к поликристаллич. образцам большинства металлов, монокристаллам металлов со слабой анизотропией $\rho_{H,T}$ (Na, Al, In; см. рисунки 1 и 2) и для фиксированных кристаллографических направлений у монокристаллов с сильной анизотропией $\rho_{H,T}$ (Cu, Ag, Au, Sn). Для сравнения результатов исследований $\rho_{H,T}$ у различных металлов рассматривают редуцированное К. п. $\rho_{H,T}/\rho_{H=0,T} = 1 + f(H\rho_\theta/\rho_{H=0,T})$, где θ — *Дебаевская температура*.

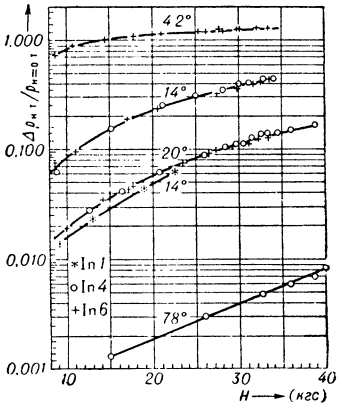


Рис. 1. Относительное изменение сопротивления различных образцов индия (In) в магнитном поле при нескольких темп-рах ($\Delta\rho_{H,T} = \rho_{H,T} - \rho_{H=0,T}$).

В дальнейшем оказалось, что зависимости $\rho_{H,T}/\rho_{H=0,T}$ для всех металлов не могут быть представлены единой кривой, а по характеру поведения делятся на 2 группы: 1) металлы с насыщением $\rho_{H,T}/\rho_{H=0,T}$, 2) металлы с неограниченным квадратичным возрастанием $\rho_{H,T}/\rho_{H=0,T}$. В [3,4] было показано, что такое деление также носит условный характер и может быть применено лишь к металлам, имеющим замкнутые *Ферми поверхности*, число к-рых сравнительно невелико (Na, Al).

К. п. сформулировано и подтверждается экспериментально также для электронной части теплосопротивления W металлов [5]:

$$W_{HT}/W_{H=0,\,T} = 1 + \varphi(H/W_{H=0,\,T}\,T).$$

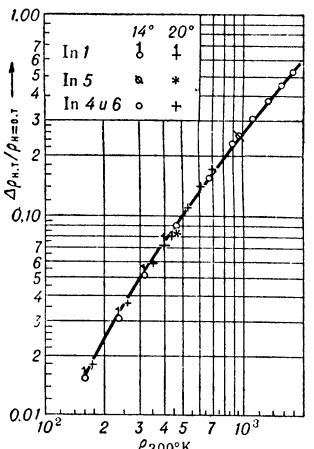


Рис. 2. Данные рис. 1, построенные согласно правилу Колера в координатах $\frac{\Delta\rho_{H,\,T}}{\rho_{H=0,T}} = f\left(H\frac{\rho_{300^\circ\text{K}}}{\rho_{H=0,T}}\right)$.

Лит.: 1) Kohler M., «Ann. Physik», 1938, Bd 32, S. 211; 2) Justi E., Scheffers H., «Phys. Z.», 1938, Jg. 39, № 3, S. 105; 3) Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И., «ЖЭТФ», 1956, т. 31, вып. 1 (7), с. 63; 4) Алексеевский Н. Е., Гайдуков Ю. П., там же, 1959, т. 37, вып. 3 (9), с. 672; 5) Kohler M., «Naturwissenschaften», 1949, Jg. 36, H. 6, S. 186. *Ю. П. Гайдуков.*

КОЛИЧЕСТВО ДВИЖЕНИЯ (импульс) — мера механич. движения, равная для материальной точки произведению массы m этой точки на ее скорость v. К. д. — вектор, направленный так же, как вектор скорости точки. К. д. точки остается постоянным только при отсутствии сил.

Под действием силы $\boldsymbol{F}$ К. д. точки изменяется в общем случае и по численной величине и по направлению; характер этого изменения определяется ур-нием $\frac{d(m\boldsymbol{v})}{dt} = \boldsymbol{F}$, выражающим основной закон механики, с помощью к-рого решаются все задачи динамики точки.

К. д. механич. системы наз. величина $\boldsymbol{Q}$, равная главному вектору (геометрич. сумме) К. д. всех точек системы или произведению массы M всей системы на

скорость v_c ее центра масс: $Q = \sum m_k v_k = M v_c$. Изменение К. д. системы может происходить только в результате внешних воздействий, т. е. под действием внешних сил F_k^e. Закон этого изменения дается ур-нием $\frac{dQ}{dt} = \sum F_k^e$, используемым для решения многих задач динамики. Однако полностью определить движение всех точек системы с помощью только данного ур-ния можно лишь в случае, когда система представляет собой поступательно движущееся твердое тело.

Для замкнутой системы, т. е. системы, не испытывающей никаких внешних воздействий, имеет место закон сохранения К. д. Величина К. д. такой системы $\left(\sum m_k v_k\right)$ остается векторно постоянной, хотя К. д. отдельных частей системы могут в результате их взаимодействий изменяться. Этот закон объясняет реактивное движение, отдачу (или откат) при выстреле, работу гребного винта и др.

К. д. обладают все формы материи, в т. ч. электромагнитные, гравитационные и др. поля (см. *Поля физические*). В классич. механике более распространен термин К. д., в то время как в релятивистской и *квантовой механике*, *квантовой теории поля* обычно применяется термин «импульс». Полное К. д. среды (поля) равно геометрич. сумме произведений векторов плотности К. д. элементарных объемов на эти объемы (в пределе оно равно соответствующему объемному интегралу). Для полей векторы К. д. и его плотности выражаются через величины напряженностей, потенциалов и т. п. Напр., вектор плотности К. д. электромагнитного поля равен $\frac{1}{4\pi c}[\boldsymbol{EH}]$, где $\boldsymbol{E}$ — электрич., а $\boldsymbol{H}$ — магнитная напряженности поля, c — скорость света в вакууме. Наличие К. д. у электромагнитного поля проявляется, напр., в световом давлении. К. д. фотона частоты $\nu = \omega/2\pi$ равно $h\nu/c = \hbar\omega/c$, где $h = 2\pi\hbar$ — *Планка постоянная*. В квантовой механике часто пользуются импульсом в качестве независимой переменной волновой ф-ции, т. е. выбирают волновую ф-цию в импульсном представлении.

В релятивистской механике импульс свободной частицы массы m связан со скоростью v соотношением $p = mv/\sqrt{1-\beta^2}$, где $\beta = v/c$, c — скорость света. В четырехмерном *Минковского пространстве* совокупность компонент импульса (p_x, p_y, p_z) и величина iE/c ($E = mc^2/\sqrt{1-\beta^2}$ — энергия частицы) составляют четырехмерный вектор p_i, где p_1, p_2, p_3 — компоненты импульса частицы, а $p_4 = iE/c$. Четырехвектор импульса p_i связан со *скоростью четырехмерной* u_i ф-лой $p_i = mcu_i$. Если воспользоваться соотношением $u_i^2 = -1$, то можно получить связь между энергией и импульсом частицы $E^2/c^2 = p^2 + m^2c^2$. Энергия, импульс и скорость свободной частицы связаны соотношением $p = Ev/c^2$. Выражения для импульса и энергии при $v = c$ обращаются в бесконечность (если масса отлична от нуля). Т. о., частицы с ненулевой массой не могут двигаться со скоростью света. Выражение для импульса при скоростях, много меньших скорости света, переходит в обычное классич. выражение (в отличие от энергии, к-рая принимает значение $mc^2 + {}^1/_2 mv^2$). При переходе к др. *инерциальной системе отсчета* импульс преобразуется согласно *Лоренца преобразованиям*.

По спец. теории относительности, взаимодействия распространяются с конечной скоростью, не превышающей скорости света в вакууме, т. е. импульс, излученный одной частицей, не может мгновенно передаваться др. частицам. Суммарное К. д. всех частиц не может, следовательно, сохраняться. Закон сохранения К. д., однако, имеет место и в этом случае, если учесть К. д., присущее полю — носителю взаимодействий, к-рому приписывают плотность К. д. и плотность потока К. д.

В общей теории относительности плотность К. д. и плотность потока К. д. не имеют физ. смысла, т. к. меняются не тензорным образом при изменении системы отсчета. Но полное К. д. тел, находящихся в конечном объеме, имеет смысл и удовлетворяет закону сохранения К. д.

В квантовой механике и квантовой теории полей сказанное выше справедливо по отношению к средним значениям соответствующих операторов.

Сохранение К. д. есть следствие однородности пространства; этим объясняется подчинение весьма различных явлений одному и тому же закону (см. *Сохранения законы*). *В. В. Судаков, С. М. Тарг.*

КОЛИЧЕСТВО ОСВЕЩЕНИЯ — произведение *освещенности* на время освещения. Единица измерения К. о. — *люкс-секунда* (ГОСТ 7932—56).

КОЛЛЕКТИВНАЯ ЛИНЗА — линза, устанавливаемая в оптич. приборах вблизи промежуточного действительного изображения. К. л. практически не влияет на положение и размер изображения, но изменяет направление пучков лучей, образующих изображение. Поэтому К. л. применяется для устранения *виньетирования* и уменьшения размеров др. оптич. деталей. Кроме того, с помощью К. л. исправляют кривизну поверхности изображения и *дисторсию*. К. л. употребляются в окулярах, оборачивающих системах зрительных труб (напр., в перископах), в конденсорных системах и др. приборах.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М.—Л., 1952, § 260, 270, 295.

С. Г. Раутиан.

КОЛЛЕКТИВНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА — модель ядра, согласно к-рой его свойства определяются в основном ур-ниями движения для коллективных степеней свободы. Обычно рассматривают 2 типа коллективных степеней свободы: параметры, определяющие форму поверхности ядра, и углы Эйлера, фиксирующие ориентацию несферич. ядра в пространстве.

Изменение во времени параметров, задающих форму поверхности ядра, приводит к возникновению объемных и поверхностных колебаний ядерного вещества. Для возбуждения объемных колебаний требуется энергия порядка 10—20 *Мэв*. Поверхностные колебания возбуждаются при меньших энергиях — порядка нескольких *Мэв*. Поскольку ядро является квантовой системой, то поверхностные колебания квантуются по тем же правилам, что и колебания гармонич. осциллятора. Поэтому спектр энергетич. уровней ядра, отвечающих таким колебаниям, имеет вид

$$E = E_0 + \sum_L (n_L + {}^1/_2)\ \hbar\omega_L, \qquad (1)$$

где E_0 — энергия основного состояния, n_L — число колебательных квантов (фононов), ω_L — частота колебаний, а индекс L обозначает тип колебаний. Колебания ядерной поверхности удобно классифицировать по характеру вызываемых этими колебаниями отклонений формы ядра от сферически симметричной. Если указанные отклонения невелики, то ур-ния поверхности ядра в сферич. координатах целесообразно записать в виде

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0\left[1 + \sum_{\lambda,\ \mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi)\right], \qquad (2)$$

где $\alpha_{\lambda\mu}$ — параметры, определяющие форму ядра, $Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi)$ — сферич. функции. При малых энергиях возбуждения $\alpha_{00} = 0$, поэтому объем ядра в 1-м приближении от параметров деформации не зависит (это отвечает наглядной картине, в к-рой ядерное вещество

отождествляется с несжимаемой жидкостью). Для поверхностных колебаний $\lambda \geqslant 2$, причем наибольшую роль играют т. н. квадрупольные колебания, соответствующие $\lambda = 2$ (если $\alpha_{2\mu}$ невелики, то такие колебания близки к эллипсоидальным). Всего имеется 5 квадрупольных колебаний, отвечающих пяти возможным значениям числа $\mu = -2, -1, 0, 1, 2$. Физич. смысл чисел λ и μ состоит в том, что фонон типа $L = (\lambda, \mu)$ имеет спин λ и проекцию спина на ось квантования (выбираемую, вообще говоря, произвольно), равную μ. Если пренебречь изменением кулоновской энергии при колебаниях ядра, то энергия фонона со спином λ приближенно дается ф-лой

$$\hbar\omega_\lambda \simeq 13\lambda^{3/2}A^{-1}Мэв. \qquad (3)$$

Наиболее отчетливо колебательные уровни проявляются у сферич. четно-четных (числа протонов и нейтронов четные) ядер. Основные состояния таких ядер характеризуются спином и четностью 0^+ (спин равен 0, *четность состояния* положительна). 1-е возбужденное состояние, отвечающее наличию одного квадрупольного фонона, имеет характеристики 2^+. Более высокие энергетич. состояния, соответствующие двум квадрупольным фононам, вырождены (возможным состояниям 4^+, 2^+ и 0^+ отвечает одна и та же энергия). Это вырождение снимается, однако, взаимодействием между фононами (ангармонич. колебания), причем у ядер с $A \sim 100$ нижайшим из указанных двух фононных уровней становится уровень 2^+. Отличительной особенностью энергетич. колебательного спектра является, как это следует из ф-лы (1), эквидистантность уровней. Др. важная особенность состояний, отвечающих однофононным и двухфононным возбуждениям, состоит в том, что электромагнитные переходы ядра из этих состояний на нижележащие уровни являются электрич. квадрупольными, причем переходы с изменением числа фононов больше чем на единицу в гармонич. приближении запрещены. Существенно, что интенсивность электрич. квадрупольных переходов оказывается гораздо большей, чем в одночастичной модели ядра. Перечисленные выше следствия теории квадрупольных поверхностных колебаний ядра в основном подтверждаются экспериментом. При этом, однако, расстояние между уровнями не всегда согласуется с формулой (3) — оно оказывается в ряде случаев (например, при $A \simeq 100$) величиной порядка десятых *Мэв* вместо нескольких *Мэв*, предсказываемых теорией. Колебания поверхности ядра играют большую роль в процессе деления тяжелых ядер (см. *Ядра атомного деление*).

Выше рассматривались колебания ядер, равновесная форма к-рых сферически симметрична. Совершенно аналогичная, хотя неск. и более сложная теория может быть развита для несферичных ядер.

Колебания ядерного вещества представляют собой одну из возможных форм коллективных движений. Др. видом коллективных движений ядерных частиц является вращение всего ядра как целого. Вращение возможно только для несферичных ядер ($155 \leqslant A \leqslant 185$, $A \geqslant 225$). У этих последних экспериментально обнаружено наличие ротационных энергетич. уровней (более подробно об этом см. в ст. *Обобщенная модель ядра*).

Разделение коллективных уровней на вращательные и колебательные не является, конечно, вполне точной классификацией и имеет смысл только в том случае, когда расстояния между вращательными уровнями значительно меньше разности энергий колебательных состояний. Точно так же разбиение состояний ядра на «коллективные» и «одночастичные» оправдано лишь тогда, когда расстояния между одночастичными уровнями много больше разности энергий вращательных состояний (на языке наглядных представлений это эквивалентно предположению о том, что скорость движения отдельных нуклонов гораздо больше линейной скорости вращения поверхности ядра). Взаимодействие одночастичных и коллективных степеней свободы рассматривается в обобщенной модели ядра.

До сих пор коллективные эффекты рассматривались только в связи с объяснением природы возбужденных состояний ядер. Иногда в термин К. м. я. вкладывают неск. иное содержание, относящееся к механизму ядерных реакций. При этом под К. м. я. понимают такой механизм ядерных реакций, при к-ром каждая попавшая в ядро частица поглощается им и ее энергия распределяется статистически между всеми нуклонами и коллективными степенями свободы. Такой механизм ядерных реакций приводит к образованию и последующему распаду составного ядра. Долгое время этот механизм ядерных реакций считался практически единственно возможным. Однако в последние годы было экспериментально установлено существование т. н. прямых ядерных реакций, в ходе к-рых энергия и импульс налетающей частицы в значительной мере передаются одной или нескольким из частиц ядра.

Лит.: 1) Строение атомного ядра, пер. с англ., М., 1959, гл. 6, ч. 5; 2) Деформация атомных ядер. Сб. ст., пер. с англ., М., 1958; 3) Блатт Дж. и Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, пер. с англ., М., 1954; 4) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958. *И. С. Шапиро.*

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ — взаимодействия между коллективными степенями свободы в системе, состоящей из большого числа частиц.

Система из большого числа частиц приобретает коллективные свойства, к-рые проявляются в согласованном движении всех ее частиц. Это движение описывается как распространение в системе волн для коллективных степеней свободы. Последние могут обмениваться энергией, т. е. взаимодействовать между собой. Напр., в кристаллич. решетке коллективные степени свободы соответствуют нормальным колебаниям ее атомов или, если учитывать квантовые свойства этих колебаний, *фононам*, причем в процессах взаимодействия между фононами принимают участие все атомы решетки. Возбуждение коллективных степеней свободы можно рассматривать как возбуждение *квазичастиц*.

В неидеальном газе (особенно в плазме) коллективные степени свободы удобно описывать с помощью введенных Бомом и Пайнсом [1] коллективных переменных $\rho_{\boldsymbol{k}}$

$$\rho_{\boldsymbol{k}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{1 \leqslant j \leqslant N} \exp\{-i(\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_j)\}, \quad (\boldsymbol{k} \neq 0), \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{r}_j$ — координаты j-й частицы, N — полное число частиц в системе. Условие $\boldsymbol{k} \neq 0$ связано с тем, что $\rho_{\boldsymbol{k}}$ при $\boldsymbol{k} = 0$ равна $\sqrt{N}$ и не может рассматриваться как переменная. С помощью переменных $\rho_{\boldsymbol{k}}$ потенциальную энергию парных взаимодействий между частицами можно представить в виде квадратичной формы от $\rho_{\boldsymbol{k}}$:

$$\frac{1}{2}\sum_{j_1 \neq j_2} \Phi(|\boldsymbol{r}_{j_1} - \boldsymbol{r}_{j_2}|) = \sum_{k \neq 0} \frac{N}{V} \nu(k)\rho_{\boldsymbol{k}}\rho_{-\boldsymbol{k}} + \frac{N^2}{V}\nu(0) - \sum_{k} \frac{N}{V}\nu(k), \qquad (2)$$

где $\nu(k)$ — коэфф. Фурье потенциала взаимодействия между частицами $\Phi(r) = \frac{1}{V}\sum_{\boldsymbol{k}} \nu(k) e^{i(\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})}$, V — объем системы.

Переменные $\rho_{\boldsymbol{k}}$ являются частным случаем коллективных переменных более общего типа ρ_λ

$$\rho_\lambda = \sum_{1 \leqslant j \leqslant N} \varphi_\lambda(\boldsymbol{r}_j), \qquad (3)$$

где $\varphi_\lambda(\boldsymbol{r})$ — нек-рая полная система ф-ций.

Введение коллективных переменных позволяет представить гамильтониан системы в виде суммы членов трех типов, описывающих индивидуальные (или одночастичные) степени свободы, коллективные степени свободы и их взаимодействие, к-рое иногда можно считать малым. На этом основан метод коллективных переменных, разработанный как для Ферми газа [1—6], так и для Бозе газа [7—9].

Например, для системы электронов можно с помощью канонического преобразования ввести коллективные координаты и импульсы [1] и представить гамильтониан в виде суммы, состоящей из гамильтониана индивидуальных частиц, взаимодействующих по закону Кулона на близких расстояниях и экранированных на расстояниях порядка $1\ k_0$; гамильтониана коллективных степеней свободы — плазменных колебаний с ленгмюровской частотой $\omega_0 = (4\pi e^2 n\ m)^{1/2}$, $n = N\ V$, и оператора взаимодействия индивидуальных и коллективных степеней свободы. Параметр k_0 выбирается так, чтобы затухание плазменных колебаний при $k < k_0$ было малым ($k_0 \simeq \simeq 1/1{,}4\ \sqrt{r_s a_0}$, где r_s — среднее расстояние между электронами, $a_0 = \hbar^2\ me^2$ — боровский радиус). В том случае, если при введении коллективных переменных число переменных оказывается больше, чем число степеней свободы, нужно ввести дополнительные условия, исключающие «лишние» переменные.

Для Бозе газа волновая ф-ция симметрична относительно координат частиц, и ее можно рассматривать как ф-цию от симметрич. переменных ρ_k и выразить гамильтониан через переменные ρ_k [4], к-рые совершают гармонич. колебания с частотой

$$\omega(k) = \frac{1}{\hbar}\left\{\frac{\hbar^2 k^2}{m}\ \frac{N}{V}\ v(k) + \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m}\right)^2\right\}^{1/2}, \qquad (4)$$

слабо взаимодействующие между собой при малых $v(k)$.

В ферромагнетике коллективным степеням свободы соответствуют спиновые волны (ферромагноны), в к-рых принимают участие спины всех узлов решетки. Коллективными переменными здесь являются коэфф. Фурье оператора плотности спинов:

$$S_k = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_f \sigma_f e^{i(kf)}, \qquad (5)$$

где f — вектор узла решетки, σ_f — оператор спина электрона в узле f. Взаимодействие между спиновыми волнами проявляется как столкновение между ферромагнонами и может служить примером К. в.

Тяжелые атомные ядра также обладают коллективными степенями свободы, к-рые учитывает *коллективная модель ядра* [10]. Для описания поверхностных колебаний ядер вводятся коллективные переменные α_{lm}

$$\alpha_{lm} = \frac{4\pi}{3A} \sum_{1 \leqslant j \leqslant A} \left(\frac{r_j}{R_0}\right)^l Y^*_{lm}(\theta_j, \varphi_j), \qquad (6)$$

где A — число нуклонов в ядре, R_0 — радиус ядра, $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ — нормированная сферич. гармоника порядка l, m.

Гамильтониан тяжелого ядра представляют в виде членов трех типов: части, зависящей от переменных α_{lm} и описывающей коллективные колебания ядер; части, зависящей от координат нуклонов и представляющей одночастичные степени свободы ядра, и части, описывающей взаимодействие коллективных и одночастичных степеней свободы [11, 12].

В тяжелых ядрах возможны также колебания системы протонов относительно системы нейтронов, к-рые описываются коллективными переменными ξ

$$\xi = \sum_{1 \leqslant j \leqslant A} t_j x_j, \qquad (7)$$

где $t_j = N/A$, если частица j — протон, $t_j = -Z/A$, если она — нейтрон, Z — число протонов, N — число нейтронов, $A = N + Z$ — число нуклонов в ядре. Кроме того, вводятся коллективные импульсы, канонически сопряженные к переменным ξ. Колебание переменных ξ объясняет явление «гигантского» резонансного фотоэффекта на тяжелых ядрах. Рассмотрение этого эффекта методом С. Томонаги дано в [13] и методом «лишних» переменных в [14]. Общий обзор коллективных свойств систем мн. частиц см. в [15].

Лит.: 1) Bohm D., Pines D., «Phys. Rev.», 1951, v. 82, № 5, p. 625; 1952, v. 85, № 2, p. 338; 1953, v. 92, № 3, p. 609; 2) Pines D., там же, p. 626; Proceedings Tenth Solvay Congress, Brusselles, 1954; 3) Nozières Ph., Pines D., «Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 3, p. 741; 1959, v. 113, № 5, p. 1254; «Nuovo cimento», 1958, ser. 10, v. 9, № 3, p. 470; 4) Зубарев Д. Н., «ЖЭТФ», 1953, т. 25, вып. 5(11), с. 548; 5) Hiroike K., «Progr. Theoret. Phys.», 1960, v. 23, № 1, p. 41; 6) Tomonaga S., там же, 1955, v. 13, № 5, p. 467, 482; 7) Боголюбов Н. Н., Зубарев Д. Н., «ЖЭТФ», 1955, т. 28, вып. 2, с. 129; 8) Takano F., «J. Phys. Soc. Japan», 1957, v. 12, № 11, p. 1185; 9) Hiroike K., «Progr. Theoret. Phys.», 1959, v. 21, № 2, p. 327; 10) Bohr A., Mottelson B. R., «Kgl. danske vid. selbskab. Mat.-fys.-medd.», 1953, v. 27, № 16; 11) Miyazima T., Tamura T., «Progr. Theoret. Phys.», 1956, v. 15, № 3, p. 255; 12) Marumori T., Yukawa J., Tanaka R., там же, 1955, v. 13, № 4, p. 442; 13) Fujita J., там же, 1956, v. 16, № 2, p. 112; 14) Ferenz M., Gell-Mann M., Pines D., «Phys. Rev.», 1953, v. 92, № 3, p. 836; 15) тер Хаар Д., Введение в физику систем многих частиц, пер. с англ., М., 1961; 16) Немировский П. Э., Современные модели атомного ядра, М., 1960. *Д. Н. Зубарев.*

КОЛЛИМАТОР — оптич. устройство для получения пучков параллельных лучей. К. состоит из объектива или вогнутого зеркала и помещенного в его фокальной плоскости освещенного предмета, к-рым может служить непрозрачная диафрагма с отверстием любой формы (напр., узкой прозрачной щелью постоянной или изменяемой ширины), скрещенных нитей, шкалы или иной марки на светлом или темном поле. Объектив и предмет укреплены в зачерненной внутри трубе (или в корпусе иной формы). Выходящие из объектива К. лучи, принадлежащие одной точке предмета, не могут быть совершенно точно параллельными между собой вследствие дифракции и аберраций объектива; конечность размеров предмета является причиной расхождения пучков лучей, исходящих из разных его точек. Фокусное расстояние, действующее отверстие и качество исправления аберраций объектива, а также форма и размеры предмета выбираются в соответствии с назначением К. и условиями его использования. К. применяются, напр., в астрономии для сверки больших измерительных инструментов, в спектральных приборах для получения пучков света, направляемых в диспергирующую систему, в самых разнообразных измерительных, испытательных и выверочных оптикомеханич. приборах. В т. н. автоколлимационных приборах лучи, выходящие из объектива К., отражаются от нек-рой зеркальной поверхности, затем возвращаются в тот же объектив и, пройдя его в обратном направлении, дают изображение предмета в его же плоскости. Автоколлимационные устройства обладают высокой чувствительностью. Они употребляются для контроля направлений, плоскостности и прямолинейности изделий, для измерения и сравнения длин и углов.

КОЛЛОДИОННЫЙ ПРОЦЕСС — фотографич. процесс на пластинках с тонким слоем коллодиона (раствора нитроклетчатки в спиртоэфирной смеси), содержащим особо высокодисперсное галоидное серебро. Светочувствительность коллодионных пластинок значительно меньше, чем совр. сухих желатиновых пластинок. К. п. применяют при репродуцировании печатных и рисованных плоскостных оригиналов в тех случаях, когда требуется большая оптическая плот-

ность или высокая разрешающая способность, напр., в полиграфии при изготовлении печатных форм (мокрые пластинки с макс. оптич. плотностью 3 и разрешающей способностью 140—180 $мм^{-1}$), в точной фотографии при изготовлении испытательных таблиц, тестов, кодовых пластин программного управления автоматов, точных шкал, сеток (сухие пластинки с макс. оптич. плотностью 3—6 и разрешающей способностью 400— 2 000 $мм^{-1}$).

Лит.: 1) Пуськов В. В. и Ноткина Н. М., Фотомеханические процессы в высокой печати, М., 1950; 2) Бурмистров Ф. Л., Точная фотография, М.—Л., 1939; 3) Катушев Я. М., Шеберстов В. И., Основы теории фотографических процессов, 2 изд., М., 1954, гл. XII.

Ф. Л. Бурмистров.

КОЛЛОИДНЫЕ РАСТВОРЫ — см. *Коллоиды.*

КОЛЛОИДЫ — предельно высокодисперсные микрогетерогенные системы, промежуточные между истинными растворами и грубодисперсными системами (суспензиями, эмульсиями). Размеры частиц дисперсной фазы в К. лежат в области от 10^{-5} до 10^{-6} *см* (0,1—0,01 μ). От истинных растворов низкомолекулярных веществ К. отличаются малыми скоростями диффузии и неспособностью проникать через мембраны или полимерные пленки, а от грубодисперсных систем — устойчивостью по отношению к *седиментации* и самопроизвольному расслаиванию. К К. относятся обычные коллоидные растворы — *золи* и структурированные системы — *гели*, а также мн. мелкокристаллич. твердые тела — нек-рые металлич. сплавы, минералы, закристаллизованные стекла, нек-рые окрашенные стекла, в к-рых содержатся отдельные частицы — кристаллики или агрегаты коллоидных размеров. Своеобразные физико-химич. свойства К. обусловлены наличием предельно развитой поверхности раздела на границе дисперсная фаза — дисперсная среда и, следовательно, большим запасом свободной поверхностной энергии. См. также *Дисперсные системы.*

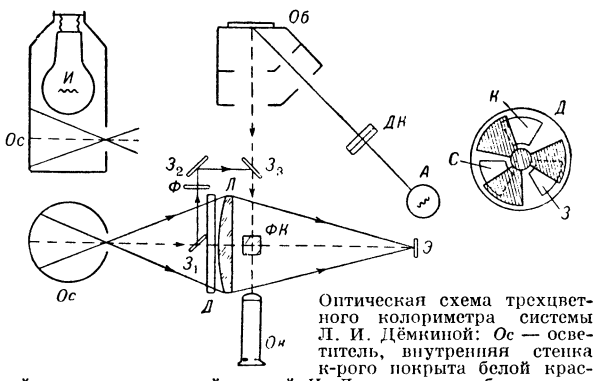
П. А. Ребиндер.

КОЛОРИМЕТР трехцветный — прибор для измерения *цвета*. К. разделяют на визуальные и объективные (в основном фотоэлектрические). В визуальных К. цвет измеряется путем установления равенства цветов двух половин видимого наблюдателем поля зрения. В фотоэлектрических объективных К. для измерения цвета применяются фотоэлементы, спектральные чувствительности к-рых (обычно с помощью светофильтров) приближаются к кривым сложения (см. *Цветовые измерения*).

Из числа визуальных К. наибольшей известностью в СССР пользуется К. системы Л. И. Дёмкиной (рис.). Круглое поле зрения прибора, наблюдаемое через окуляр, разделено вертикальным диаметром на 2 части: левая имеет цвет измеряемого излучения, а правая — цвет экрана *Э*, на к-ром смешиваются основные цвета прибора *К*, *З*, *С*. Изменяя действующие площади фильтров, наблюдатель изменяет потоки красного, зеленого и синего излучений и подбирает цвет смеси так, чтобы он не отличался от измеряемого цвета *Ц*. В этом положении отсчеты *к'*, *з'* и *с'* по трем шкалам прибора, пропорциональные площадям светофильтров, дают координаты цвета в системе К. и позволяют записать его в виде $Ц = к'К + з'З + с'С$.

Для того чтобы измеряемый цвет можно было выразить в международной системе, К. градуируют, т. е. устанавливают связь основных цветов *К*, *З*, *С* прибора с основными цветами *X*, *Y*, *Z* международной системы.

Простейшим К. является т. н. диск Максвелла. Центральную часть плоского диска занимает круглый образец, цвет к-рого определяют. Кольцо, окружающее образец, разделено радиусами на секторы, окрашенные в разные цвета. Величина каждого сектора подбирается так, чтобы при быстром вращении диска цвет кольца не отличался от цвета образца. Т. о., в этом К. смешение цветов происходит не в пространстве, а во времени.



Оптическая схема трехцветного колориметра системы Л. И. Дёмкиной: *Ос* — осветитель, внутренняя стенка к-рого покрыта белой краской и освещена мощной лампой *И*; *Л* — линза, изображающая стенку осветителя на белом матовом экране *Э*; диафрагма *Д* содержит 3 светофильтра (красный *К*, зеленый *З* и синий *С*) и 3 подвижные заслонки, к-рые позволяют менять действующие площади фильтров; *А* — источник света, освещающий измеряемый образец *Об*; *ДК* — двойная кювета для жидкого фильтра; $З_1$, $З_2$, $З_3$ — зеркала; *Ф* — фильтр разбавляющей системы; *ФК* — фотометрический кубик.

В фотоэлектрических К. применяется обычно один фотоэлемент, перед к-рым поочередно помещают один из трех светофильтров; каждый из них превращает кривую спектральной чувствительности фотоэлемента в одну из трех кривых сложения. Измерив последовательно 3 фототока, возникающих под действием измеряемого излучения, можно найти его цвет.

Лит.: 1) Гуревич М. М., Цвет и его измерение, М.—Л., 1950; 2) Федоров Н. Т., Общее цветоведение, 2 изд., М., 1939.

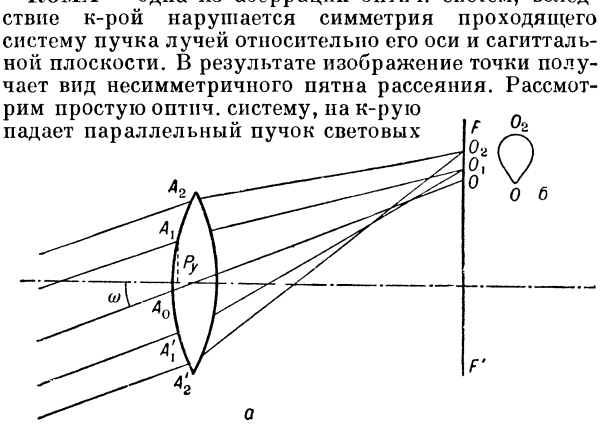
М. М. Гуревич.

КОЛОРИМЕТРИЯ — 1) Методы измерения цвета. См. *Цветовые измерения.*

2) Физич. метод количественного химич. анализа, основанный на зависимости интенсивности окраски раствора от концентрации растворенного в нем окрашенного вещества.

Лит.: Бабко А. К. и Пилипенко А. Т., Колориметрический анализ, М.—Л., 1951.

КОМА — одна из аберраций оптич. систем, вследствие к-рой нарушается симметрия проходящего систему пучка лучей относительно его оси и сагиттальной плоскости. В результате изображение точки получает вид несимметричного пятна рассеяния. Рассмотрим простую оптич. систему, на к-рую падает параллельный пучок световых



лучей под углом ω к оси (рис., *а*). В меридиальном сечении пучка, согласно теории *аберрации оптических систем*, К. пропорциональна P_y^2 (в данном частном случае P_y — расстояние от оси до точки, в к-рой луч пересекает линзу), т. е. лучи, проходящие в симмет-

ричных относительно оси точках A_1, A_1', A_2, A_2',..., собираются в фокальной плоскости FF' соответственно в точках O_1, O_2,..., расположенных по мере увеличения P_y все дальше от точки O. В результате в фокальной плоскости FF' вместо точечного изображения O получается изображение в виде пятнышка (рис., *б*).

В сложных оптич. системах К. обычно исправляется совместно со сферич. аберрацией подбором линз системы. Объективы, в к-рых одновременно исправлены обе эти аберрации, наз. апланатами. К. отсутствует на оси центрированных оптич. систем; однако, если при изготовлении системы допущена децентрировка одной из поверхностей, то изображения точек, даже расположенных на оси, искажаются К. (величина К. пропорциональна величине децентрировки).

М. М. Сущинский.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА — рассеяние света, сопровождающееся заметным изменением его частоты. При К. р. с., испускаемого источником с линейчатым спектром, в спектре рассеянного света обнаруживаются отсутствовавшие в возбуждающем свете линии, число и расположение к-рых тесно связаны с молекулярным строением вещества. Явление К. р. с. открыто в 1928 г. Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом при исследовании рассеяния света в кристаллах [1] и одновременно Ч. В. Раманом и К. С. Кришнаном при исследовании рассеяния света в жидкостях [2]. В зарубежной литературе это явление обычно наз. эффектом Рамана. Спектроскопия К. р. с. — весьма эффективный метод исследования структуры молекул. Наибольший интерес представляет изучение колебательного и вращательного К. р. с., при к-рых акт преобразования первичного светового потока сопровождается переходом рассеивающих молекул на др. колебат. или вращат. уровни. При этом в спектре рассеяния, помимо несмещенной линии (см. *Рассеяние света*), содержатся новые линии, частóты к-рых представляют собой комбинации из частоты падающего света и частот колебат. или вращат. переходов рассеивающих молекул (отсюда и назв. «К. р. с.»). В кристаллах К. р. с. обычно связывают с т. н. оптич. ветвью *колебаний кристаллической решетки*. К. р. с. с изменением электронного состояния молекулы наблюдалось в единичных случаях. Параметрами линий К. р. с., тесно связанными со структурными особенностями рассеивающей системы, являются частота, интенсивность, степень деполяризации и полуширина [3, 4].

Частота линий. В случае колебательного К. р. с. закономерности таковы: 1) Спектр К. р. с. представляет собой систему спутников, расположенных симметрично относительно несмещенной (рэлеевской) линии, частота к-рой совпадает с частотой возбуждающего света ν. Каждому спутнику с частотой $\nu - \nu_i$ («красный», или стоксов спутник) соответствует фиолетовый, или антистоксов спутник с частотой $\nu + \nu_i$. 2) Разность между частотой линии К. р. с. и частотой возбуждающего света не зависит от последней и по абс. величине равна одной из собственных частот колебаний молекулы ν_i (см. *Нормальные колебания молекул*). Это позволяет по частотам линий К. р. с. сравнительно просто находить частоты нормальных колебаний молекулы, проявляющихся в спектре К. р. с. (нек-рые из этих колебаний могут и не проявляться в спектре К. р. с.). Существенно, что, вообще говоря, спектр К. р. с. (рис. 1) и инфракрасный спектр поглощения (см. *Инфракрасная спектроскопия*) (в к-ром также проявляются нек-рые собственные частоты колебаний молекулы; $\nu_i = \nu_{инфр}$) не дублируют друг друга, поскольку они определяются различными *отбора правилами*. Аналогичные закономерности имеют место и для вращательного К. р. с. с той лишь разницей, что в этом случае частоты линий определяются вращательными переходами молекул. Вращательный спектр К. р. с. в простейших случаях — последовательность почти равноотстоящих линий, расположенных с каждой стороны от возбуждающей линии.

Интенсивность линий К. р. с. в большинстве случаев весьма мала. При обычных температурах интенсивность антистоксовых линий $I_{аст}$ значительно меньше интенсивности стоксовых линий $I_{ст}$, отношение $I_{аст}/I_{ст}$ зависит от температуры. Необычайно низки интенсивности обертонов и составных тонов [линий с частотами $\nu - 2\nu_i$, $\nu - (\nu_i + \nu_k)$, где ν_i и ν_k — частоты различных нормальных колебаний]: отношение интенсивностей линий основного тона I_1 и обертона I_2 имеет типичный порядок $I_1/I_2 \approx 10^3$. Поэтому в обычных условиях регистрации обертоны не наблюдаются. В этом смысле спектр К. р. с. более прост для интерпретации, чем инфракрасный, где наличие обертонов и составных тонов является скорее правилом, чем исключением. Интенсивность линии К. р. с. зависит от частоты возбуждающего света. На очень больших расстояниях (в шкале частот) от области собственного поглощения вещества интенсивность линии К. р. с. пропорциональна 4-й степени частоты возбуждающего света, $I \sim \nu^4$. По мере приближения к полосе электронного поглощения (на расстояниях 20 000—30 000 $см^{-1}$ от ее максимума и ближе) наблюдается более быстрый рост интенсивности, чем это следует из приведенного соотношения; причем отклонения от зависимости $I(\nu) \sim \nu^4$ тем более значительны, чем ближе частота возбуждающего света подходит к полосе поглощения и чем интенсивнее эта полоса. В некоторых случаях удается наблюдать К. р. с. и при возбуждении светом, частота к-рого попадает в область полосы поглощения вещества (так называемое резонансное К. р. с.). Возникающий при этом спектр сохраняет все типичные особенности К. р. с., но отличается необычайно высокими значениями интенсивности линий [5] (см. также *Резонансное рассеяние* света).

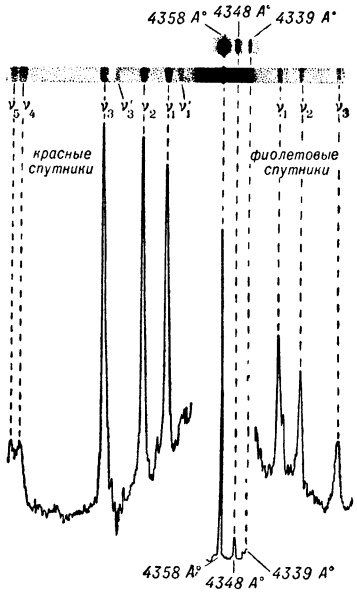


Рис. 1. Спектр комбинационного рассеяния CCl_4 при возбуждении ртутной линией с длиной волны $\lambda = 4\ 358$Å; фотографическая и фотоэлектрическая регистрация. Для сравнения приведен спектр источника. Штрихом обозначены спутники, возбужденные слабой ртутной линией; $\lambda = 4\ 348$Å. Здесь $\nu_1 = 217\ см^{-1}$; $\nu_2 = 313\ см^{-1}$; $\nu_3 = 459\ см^{-1}$; $\nu_4 = 760\ см^{-1}$; $\nu_5 = 790\ см^{-1}$.

В подавляющем большинстве случаев линии К. р. с. деполяризованы. Степень деполяризации $\rho = I_x/I_z$, где I_x, I_z — интенсивности рассеянного света с колебаниями светового вектора, направленными по осям x' и z' (рис. 2); она зависит от анизотропии электро-

оптич. свойств молекулы и типа симметрии нормального колебания молекулы, обусловливающего возникновение рассматриваемой линии К. р. с. Установлены след. правила поляризации линий К. р. с. [6, 7]: 1) для неполносимметричных колебаний (см. *Молекула*) $\rho = {}^6/_7$; 2) для полносимметричных колебаний молекул с изотропной поляризуемостью (группы симметрии T_d, O_h) $\rho = 0$; 3) для полносимметричных колебаний с более низкой симметрией степень деполяризации имеет значения, промежуточные между 0 и ${}^6/_7$; 4) поляризация стоксовых и антистоксовых линий всегда одинакова.

Линии К. р. с. имеют заметную ширину. В обычных условиях полуширина линий колебательного К. р. с. у жидкостей лежит в пределах 1—20 $см^{-1}$. Форма контура и полуширина линии зависят от наличия вращения и качания молекул, характера межмолекулярного взаимодействия, наложения близлежащих линий, в т. ч. линий разных поворотных изомеров и изотопных молекул, ангармоничности колебаний. Сопоставление полуширины со степенью деполяризации линии К. р. с. показывает, что наиболее узкие линии, как правило, наиболее поляризованы, в то время как широкие линии обладают предельной степенью деполяризации, равной ${}^6/_7$.

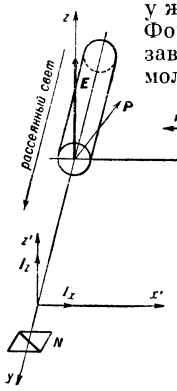


Рис. 2. Деполяризация линий комбинационного рассеяния света; E — электрический вектор падающего света, P — вектор дипольного момента, индуцируемого в молекуле рассеивающей среды; N — призма Николя.

Классическая трактовка. Теоретич. исследование рассеяния света — часть общей задачи о взаимодействии электромагнитного излучения с веществом. Полное ее решение дает квантовая теория излучения. Во мн. случаях, однако, основные свойства К. р. с. могут быть поняты, исходя из простых и наглядных классич. представлений. Классич. теория К. р. с. основана на следующих физ. принципах: 1) рассеяние света возникает вследствие вынужденных колебаний дипольного момента молекулы, индуцируемого полем падающей световой волны; 2) свет с частотой 20 000—40 000 $см^{-1}$ (видимая и ближняя ультрафиолетовая области спектра) рассеивается в основном электронной оболочкой молекулы; ядра атомов, образующие «скелет» молекулы, смещаются незначительно; 3) К. р. с. возникает вследствие того, что движение электронов в молекуле связано с колебаниями ее ядер — взаимное расположение ядер определяет то внутр. поле, в к-ром находится электронное облако. Способность электронного облака деформироваться под действием электрич. поля световой волны зависит от конфигурации ядер в данный момент и при внутримолекулярных колебаниях изменяется с частотой колебаний. Наоборот, при деформации электронного облака могут возникнуть колебания скелета молекулы. Это сложное взаимодействие атомных остовов и электронов определяет явления, связанные с воздействием световой волны на молекулу, в т. ч. и К. р. с., к-рое можно рассматривать как результат модуляции индуцированного дипольного момента колебаниями ядер.

В рамках классич. теории характер связи электронного и колебательных движений может быть рассмотрен лишь феноменологически. Принимается, что *поляризуемость* молекулы α зависит от расстояния между ядрами атомов в данный момент, т. е. является ф-цией q_i — колебат. координаты: $\alpha = \alpha(q_i)$. В простейшем варианте теории зависимость $\alpha(q_i)$ аппроксимируется степенным рядом, причем разложение по степеням q_i ведется в окрестности равновесного значения координаты $q_i = 0$:

$$\alpha(q_i) = \alpha(0) + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\right)_0 q_i + \ldots \qquad (1)$$

Входящее в (1) мгновенное значение колебательной координаты q_i меняется по гармоних. закону $q_i = q_i^0 \cos(2\pi\nu_i t + \delta_i)$ (δ_i - начальная фаза колебаний). Поэтому дипольный момент, индуцированный в молекуле под влиянием световой волны $E = E_0 \cos 2\pi\nu t$, равен

$$p(t) = \alpha E \approx \left[\alpha(0) + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\right)_0 q_i^0 \cos(2\pi\nu_i t + \delta_i)\right] E_0 \cos 2\pi\nu t =$$

$$= \alpha(0) E_0 \cos 2\pi\nu t + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\right)_0 E_0 q_i^0 \cos[2\pi(\nu - \nu_i)t + \delta_i] +$$

$$+ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\right)_0 E_0 q_i^0 \cos[2\pi(\nu + \nu_i)t + \delta_i]. \qquad (2)$$

Как видно из ф-лы (2), в результате модуляции колебаний индуцированного момента колебаниями ядер в спектре рассеяния появляются спутники. Именно идея о модуляции света собственными частотами молекул рассеивающего вещества привела Л. И. Мандельштама и Г. С. Ландсберга к поискам явления К. р. с.

Вследствие модуляции колебания возникают 3 линии — несмещенная с частотой ν и комбинационные с частотами $\nu - \nu_i$ и $\nu + \nu_i$. Интенсивность линий К.р.с. пропорциональна квадрату производной поляризуемости по нормальной колебат. координате (взятой при равновесном значении последней). Если учесть высшие члены в разложении (1), то подобным же способом можно связать интенсивность обертонов с производными $\left(\frac{\partial^2\alpha}{\partial q_i^2}\right)_0$, интенсивность составных тонов с производными $\left(\frac{\partial^2\alpha}{\partial q_i \partial q_k}\right)_0$ и т. д. Разумеется, такой способ рассмотрения существенно основывается на допущении малости амплитуд колебаний ядер, обеспечивающем сходимость ряда (1) во всем интервале изменений q_i К. р. с. в отличие от рэлеевского рассеяния некогерентно, поскольку начальные фазы колебаний ядер (δ_i) отдельных молекул совершенно независимы.

В реальных случаях молекула оптически анизотропна и поляризуемость является тензором 2-го ранга.

В квантовой теории [8] процесс К. р. с. рассматривается как состоящий из двух связанных актов — поглощения первичного фотона с энергией $h\nu$ и испускания фотона с энергией $h\nu'$, происходящих в результате взаимодействия электронов молекулы с полем падающей световой волны. Система, находящаяся в невозбужденном состоянии, под действием кванта с энергией $h\nu$ переходит сначала в возбужденное электронное состояние, откуда, испуская квант $h\nu'$, переходит в состояние с колебат. энергией $h\nu_i$. Этот процесс приводит к появлению в рассеянном свете стоксовой линии с частотой $\nu - \nu_i$. Если квант попадает на систему, в к-рой уже возбуждены колебания, то после рассеяния она может перейти в нулевое состояние; причем энергия рассеянного кванта превышает энергию поглощенного. Этот процесс приводит к появлению антистоксовой линии с частотой $\nu + \nu_i$.

В нерелятивистском приближении *гамильтониан* взаимодействия электронов молекулы с полем падающей световой волны имеет вид

$$H = -e/m \cdot (pA),$$

где e и m — заряд и масса электрона, p — оператор импульса, A — оператор вектор-потенциала поля световой волны (см. *Излучения теория*). Оператор H может описать переходы с участием двух фотонов лишь при учете *виртуальных состояний*, отличающихся от конечного и начального состояний системы (молекула + поле излучения) одним испущенным или поглощенным фотоном.

Вычисления по методу *возмущений теории* показывают, что вероятность К. р. с., соответствующего энергетич. переходу $m \to n$ в молекуле, определяется матричным элементом поляризуемости:

$$(\alpha_{\sigma\rho})^{mn} = \frac{1}{h}\sum_r \left[\frac{\langle m | M_\sigma | r\rangle\langle r | M_\rho | n\rangle}{\nu_{mr} - \nu} + \frac{\langle n | M_\sigma | r\rangle\langle r | M_\rho | m\rangle}{\nu_{nr} + \nu}\right], \qquad (4)$$

где $\sigma, \rho = x, y, z$ — декартовы оси координат; m, r, n — соответственно совокупности квантовых чисел, характеризующих

начальное, виртуальные и конечное состояния молекулы; h — постоянная Планка; $\langle m|M_\sigma|r\rangle$ и др. — матричные элементы декартовых составляющих оператора дипольного момента перехода; ν_{mr}, ν_{nr} — частоты виртуальных переходов; ν — частота возбуждающего света. Соотношение (4) наз. ф-лой Крамерса — Гейзенберга. Оно связывает интенсивность линии К. р. с. с параметрами электронно-колебат. спектра поглощения молекулы (частотами и амплитудами вероятностей переходов).

Последовательные квантовомеханич. расчеты величин, входящих в ф-лу (4), возможны лишь для простейших молекул. В теории Плачека [6], известной под назв. теории поляризуемости, доказывается, что вдали от полос собственного поглощения вещества ф-ла Крамерса—Гейзенберга приводит к результатам, совпадающим с результатами классич. теории.

Квантовая теория позволяет весьма просто объяснить различие интенсивности стоксовых и антистоксовых линий К. р. с. Поскольку вероятность рассеяния пропорциональна числу рассеивающих молекул, то отношение $I_{ст}/I_{аст}$ определяется отношением заселенностей нулевого и 1-го колебательных уровней молекул. При не слишком высоких темп-рах заселенность 1-го колебат. уровня невелика, в силу чего интенсивность антистоксовой компоненты мала. С повышением темп-ры заселенность этого уровня быстро возрастает, что приводит к увеличению интенсивности антистоксовых линий. Заселенность уровней определяется распределением Больцмана молекул по колебат. энергии, поэтому

$$I_{ст}/I_{аст} = [(\nu-\nu_i)/(\nu+\nu_i)]^4 \exp(h\nu/kT) \qquad (5)$$

(k — постоянная Больцмана, T — темп-ра рассеивающего вещества).

Структурные и аналитические исследования по спектрам комбинационного рассеяния. Параметры линий К. р. с. (частота, интенсивность, степень деполяризации и полуширина) однозначно определяются строением рассеивающих молекул и их взаимодействием с окружающей средой. Поэтому К. р. с. позволяет исследовать структурные характеристики отдельных хим. связей.

Сопоставление частот, наблюдаемых в спектре К. р. с. и инфракрасном спектре одного и того же соединения, позволяет судить о симметрии нормальных колебаний и, следовательно, о симметрии молекулы в целом (подробнее см. *Нормальные колебания молекул*). Таким путем из нескольких предполагаемых моделей молекулы может быть отобрана реальная модель, отвечающая закономерностям в наблюдаемых спектрах. Частоты, а также др. параметры линий К. р. с. во многих случаях сохраняются при переходе от одного соединения к другому, обладающему тем же структурным элементом — т. н. *характеристические частоты* (характеристич. параметры). Характеристичность ряда валентных колебаний связей C—H, C—D, C≡N, H—N и др. лежит в основе структурного анализа молекул с неизвестным строением. Применение указанных методов становится особенно успешным при их сочетании с расчетами частот нормальных колебаний молекул. Эти расчеты позволяют однозначно интерпретировать наблюдаемые спектры и связать значения параметров К. р. с. с константами, характеризующими хим. связи в молекуле, напр. квазиупругими постоянными связей. Измерение частот линий вращат. спектров К. р. с. позволяет с большой точностью определить моменты инерции молекул.

Интенсивность линий нек-рых характеристич. валентных колебаний молекул органич. соединений постоянна в гомологич. рядах и во мн. сложных соединениях, содержащих одновременно различные функциональные группы. Поэтому данные об интенсивности линий применяются для идентификации сложных спектров. При наличии в сложных молекулах *сопряжения* имеют место большие аномалии интенсивности с резким усилением определенных линий. Поэтому по интенсивности линий можно судить о наличии или отсутствии сопряжения, а также о нарушении компланарности молекул, проявляющемся в уменьшении интенсивности соответствующей линии К. р. с. в результате ослабления эффекта сопряжения. Иногда интенсивность линий К. р. с. оказывается весьма чувствительной к взаимодействию разных функциональных групп в молекулах, превосходя в этом отношении чувствительность значений колебат. частот, рефракций, дипольных моментов и т. п. [9]. Изучение интенсивности оказывается полезным вспомогат. средством при спектроскопич. исследовании геометрич. структуры молекул (расположения заместителей и связей, пространственной конфигурации и т. п.).

Спектры К. р. с. каждого соединения настолько специфичны, что могут служить для идентификации этого соединения и обнаружения его в смесях (см. *Молекулярный спектральный анализ*). Качественный и количественный анализ по спектрам К. р. с. широко применяют в аналитич. практике, особенно при анализе смесей углеводородов [10].

Методы эксперимента. К. р. с. особенно удобно для исследования прозрачных жидкостей. Развиваются и совершенствуются методы получения и исследования спектров К. р. с. порошков, стекол, газов, а также окрашенных тел. Интенсивность линий К. р. с. весьма мала, составляя при обычных методах наблюдения 10^{-10}—10^{-13} *вт*. Поэтому для исследования спектров К. р. с. применяются спец. установки, обеспечивающие концентрацию интенсивного пучка света на изучаемом объекте (рис. 3, 4). Спектральное разложение рассеянного света осуществляется прибором с большой светосилой и достаточно большой дисперсией. Особую трудность представляет

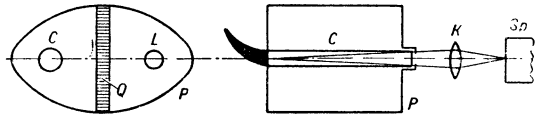


Рис. 3. Схема установки для наблюдения комбинационного рассеяния света в жидкостях. Цилиндрический сосуд C, содержащий исследуемую тщательно очищенную жидкость, оканчивается с одной стороны плоским окошечком, а с другой — зачерненным рогом, препятствующим попаданию в спектрограф Sp паразитного света источника. Параллельно сосуду располагается источник света L, обладающий линейчатым спектром (обычно ртутная лампа). Для наилучшей концентрации света на рассеивающем веществе лампа и сосуд располагаются в фокусах эллиптич. рефлектора P. Сосуд с веществом предохраняется от нагревания кюветой с проточной водой Q. Рассеянный свет собирается на щель спектрографа Sp конденсором K.

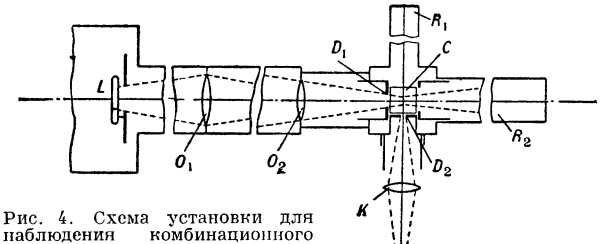


Рис. 4. Схема установки для наблюдения комбинационного рассеяния света в кристаллах. L — ртутная лампа; O_1 и O_2 — объективы, концентрирующие свет на кристалле C; K — конденсор для освещения щели спектрографа Sp; D_1 и D_2 — диафрагмы, защищающие спектрограф от паразитного света; R_1 и R_2 — зачерненные трубы, поглощающие проходящий свет и обеспечивающие черный фон для наблюдения слабого рассеянного света.

выделение слабых линий К. р. с. на фоне сплошного спектра, возникающего в большей или меньшей степени в каждом источнике света, возбуждающем рассеяние, а также образующемся вследствие флуоресценции исследуемого вещества или содержащихся в нем примесей. Регистрация спектров может осуществляться как фотографически, так и фотоэлектрич. методом. Методы измерения основных параметров линий К. р. с. наиболее полно изложены в монографиях [3, 4, 12].

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Избр. труды, [М.], 1958, с. 101—70; Мандельштам Л. И., Полн. собр. тр., т. 1, М., 1947, с. 293, 305; 2) Raman C. V., Krishnan K. S., «Nature», 1928, № 121, p. 501; 3) Кольрауш К., Спектры комбинационного рассеяния, пер. с нем., М., 1952; 4) Ландсберг Г. С., Бажулин П. А. и Сущинский М. М., Основные параметры спектров комбинационного рассеяния углеводородов, М., 1956; 5) Шорыгин П. П., «ДАН СССР», 1952, т. 87, № 2, с. 201; 6) Плачек Г., Релеевское рассеяние и раман-эфект, пер. с нем., Х.—К., 1935; 7) Волькенштейн М. В., Ельяшевич М. А. и Степанов Б. И., Колебания молекул, т. 2, М.—Л., 1949; 8) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 9) Шорыгин П. П., «УХ», 1950, т. 19, вып. 4, с. 419—44; 10) Ландсберг Г. С. [и др.], Определение индивидуального углеводородного состава бензинов прямой гонки комбинированным методом, М., 1959; 11) Сущинский М. М., Спектры комбинационного рассеяния и строение углеводородов, «Тр. ФИАН», 1960, т. 12, с. 54; 12) Brandmüller J., Moser H., Einführung in die Ramanspektroskopie, Darmstadt, 1962.

М. М. Сущинский.

КОМБИНАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания частоты ν, определяемой линейной комбинацией частот ν_1, ν_2,... нек-рых других колебаний, т. е. $\nu = n_1\nu_1 \pm n_2\nu_2 \pm \ldots$, где n_1, n_2,... — целые числа. К. к. возникают в *нелинейной системе* при воздействии на нее *гармонических колебаний* с частотами ν_1, ν_2,... Возникновение К. к. лежит в основе большинства методов преобразования частоты — модуляции, детектирования, получения промежуточной частоты. Легче всего возникают и чаще используются К. к. низшего порядка, когда n_1 и n_2 равны единице; при этом К. к. наз. суммарными или разностными в зависимости от того, равны их частоты сумме или разности частот исходных колебаний. К. к. могут возникнуть также и в *линейной системе*, если к.-л. из ее параметров периодически меняется. В этом случае достаточно воздействия даже одного гармонич. колебания, чтобы возникли К. к. с частотой, соответствующей линейной комбинации двух частот: воздействующей частоты и частоты изменения параметра. Именно таков механизм явления *комбинационного рассеяния света*.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959.

М. Д. Карасев.

КОМБИНАЦИОННЫЕ ТОНА — тона, возникающие в нелинейной акустич. системе при наличии двух или нескольких синусоидальных звуковых колебаний (см. *Комбинационные колебания*). Если ω_1 и ω_2 — частоты двух первичных синусоидальных тонов, то К. т. имеют частоты $n\omega_1 \pm m\omega_2$, где n и m — любые целые числа. Амплитуда К. т. представляет собой произведение амплитуд первичных тонов, и поэтому К. т. становятся заметными только при достаточно большой интенсивности звука. К. т., возникающие в слуховом аппарате человека при воздействии на него звука большой интенсивности, наз. субъективными (т. н. тона Тартини). Теория этого явления впервые была дана Гельмгольцем, к-рый объяснял появление К. т. лишь нелинейностью механич. системы слухового аппарата, а именно — барабанной перепонки. Новейшие представления о восприятии звука приводят к заключению, что сам первый процесс восприятия является существенно нелинейным процессом, что, по-видимому, является основной причиной образования субъективных К. т.

Практически наибольшее значение имеет разностный субъективный тон с частотой $\omega_1 - \omega_2$. Наличием его можно объяснить тот факт, что звук большей интенсивности кажется более богатым низкими тонами. Разностный тон определяет также способность уха возмещать низкие тона, срезанные при передаче звука по каналам связи. Суммовой тон (частота $\omega_1 + \omega_2$) и другие К. т. более высокого порядка являются гораздо более слабыми и часто лежат вне слышимого диапазона частот.

Объективными наз. К. т., образующиеся вне человеч. уха, напр. благодаря нелинейности самого источника звука или звукопроводящей среды (см. *Нелинейная акустика*).

К. т. имеют большое значение для теории музыкальных инструментов; кроме того, они находят широкое применение для измерения частот и фаз акустич. сигналов, а также для исследования нелинейных искажений в акустич. аппаратуре.

Лит.: 1) Гельмгольц Г. Л. Ф., Учение о слуховых ощущениях как физическая основа для теории музыки, пер. с нем., СПБ, 1875, гл. VII, XI; 2) Горелик Г. С., Колебания и волны, М.—Л., 1950, гл. IV, § 10, гл. VI, § 11; 3) Лэмб Г., Динамическая теория звука, пер. с англ., М., 1960, гл. X.

А. Л. Полякова.

КОМБИНАЦИОННЫЙ ПРИНЦИП — один из основных принципов систематики атомных спектров; установлен В. Ритцем (W. Ritz) в 1908 г. Согласно К. п., частоты спектральных линий могут быть представлены в виде разности двух величин, к-рые наз. термами. К. п. дает возможность на основании знания ряда частот спектральных линий данного элемента делать предсказания о существовании др. линий этого элемента. Составляя различные комбинации термов, можно найти все возможные частоты спектральных линий. Так, на основании *Бальмера формулы* Ритц предсказал существование в спектре водорода др. серий типа $\nu = R(1/n_1^2 - 1/n_2^2)$, к-рые впоследствии были найдены. Необходимо, однако, учитывать, что не все возможные частоты спектральных линий, предсказанные на основании К. п., могут реально наблюдаться в спектре данного атома, т. к. часть из них может быть запрещена *отбора правилами*. Физич. смысл К. п. состоит в том, что спектральные термы характеризуют энергию отдельных состояний атома, а комбинация термов определяет энергию, освобождающуюся при переходе атома из одного состояния в другое.

КОМБИНИРОВАННАЯ ЧЕТНОСТЬ — *четность состояния* элементарной частицы или системы элементарных частиц относительно комбинированной инверсии. Понятие комбинированной инверсии было введено в 1956 г., когда выяснилось, что в слабых взаимодействиях не сохраняется пространственная четность. Л. Д. Ландау выдвинул гипотезу о том, что любые взаимодействия должны быть инвариантны относительно преобразования, заключающегося в отражении пространственных координат и одновременном переходе от частиц к античастицам. Эту комбинацию пространственной инверсии и зарядового сопряжения Л. Д. Ландау назвал комбинированной инверсией.

Гипотеза сохранения К. ч. восстановила (конечно, в измененной форме) симметрию между правым и левым, к-рая, казалось бы, была опровергнута опытами, обнаруживающими несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях. Согласно этой гипотезе, хотя закон сохранения пространственной четности и нарушается, симметрия между правым и левым остается, если только переводить при зеркальном отражении частицы в античастицы. Напр., μ^+-мезоны при распаде $\pi^+ \to \mu^+ + \nu$ имеют левую поляризацию, а μ^--мезоны при распаде $\pi^- \to \mu^- + \tilde{\nu}$ — правую. Очевидно, что эта поляризация будет менять свой знак как при переходе от правой системы координат к левой, так и при переходе от частиц к анти-

частицам. Однако оно остается неизменным, если совершить оба указанных выше перехода.

В частности, сохраняет право-левую симметрию вакуум, содержащий равное число частиц и античастиц. Понятие К. ч. применимо только к истинно нейтральным частицам или системам частиц, т. е. к таким частицам или системам, к-рые при комбинированной инверсии переходят сами в себя, напр., к π^0-мезону, K_1^0-мезону, K_2^0-мезону, позитронию. К. ч. частицы равна произведению ее зарядовой и пространственной четностей, если эти последние имеют для частицы определенное значение. Однако, в отличие от пространственной и зарядовой четностей, не сохраняющихся в слабых взаимодействиях, К. ч. сохраняется во всех известных физич. процессах. К. ч. π^0-мезона равна -1 (пространственная четность равна -1, зарядовая $+1$). К. ч. K_2^0 также равна -1, К. ч. K_1^0 равна $+1$ (зарядовая и пространственная четности этих частиц не имеют определенного значения). Закон сохранения К. ч. запрещает, в частности, распады 1) $K_2^0 \to 2\pi^0$, 2) $K_2^0 \to \pi^+ + \pi^-$, 3) $K_1^0 \to 3\pi^0$; в то время как распады: 1) $K_1^0 \to 2\pi^0$, 2) $K_1^0 \to \pi^+ + \pi^-$, 3) $K_2^0 \to 3\pi^0$ разрешены.

1-й и 3-й запреты очевидны, если учесть, чему равна К. ч. K_2^0, K_1^0 и π^0; 2-й запрет следует из того, что К. ч. системы $\pi^+ + \pi^-$ положительна, если эта система имеет четный угловой момент (момент системы $\pi^+ + \pi^-$ при распаде К-мезона равен нулю). Невозможность для K_2^0-мезона распадаться на 2 π^0-мезона замедляет распад K_2^0-мезона в неск. сот раз по сравнению с распадом K_1^0-мезона.

Лит.: Ландау Л. Д., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 2, с. 405.

Л. Б. Окунь.

КОМЕТЫ — тела Солнечной системы, движущиеся в большинстве случаев по очень вытянутым эллиптич. орбитам и имеющие в окрестностях Солнца (на расстояниях менее 2—4 *астрономических единиц*) вид округлой туманности (обычно с ярким центральным ядром), от к-рой у более ярких К. тянется один или несколько туманных хвостов. Как голова (ядро с оболочками), так и хвост К. не имеют резких границ. Поперечник головы обычно 10^4—10^5 *км*, но, напр., у комет 1680 и 1811 I достигал 1 200 000 *км*. Вследствие весьма постепенного падения яркости хвоста длина его видимой части сильно зависит от черноты неба, применяемого инструмента и др. причин. У кометы 1680 хвост был виден на протяжении 300 млн. *км*.

Головы К. состоят из газов с примесью пыли. В спектре наблюдаются полосы нейтральных молекул C_2, C_3, CN, CH, OH, NH, NH_2. На расстояниях от Солнца, меньших $\sim$0,8 астр. ед., наблюдается дублет Na, а на расстояниях, меньших 0,01 астр. ед., иногда (как, напр., у кометы 1882 II) линии Fe и Ni. Свечение газов является резонансной флуоресценцией под действием солнечного излучения (П. Свингс, 1941 г.). Ядро дает узкую полоску непрерывного спектра с фраунгоферовыми линиями (отраженный солнечный свет). Молекулы CH, C_3 и NH_2 наблюдаются вблизи ядра; для OH и CH область распространения больше, а C_2 и CN наблюдаются во всей голове. Движения в голове облачных образований (из C_2 и CN) показывают, что на них действует отталкивательная сила, к-рая исходит из Солнца и создает ускорение $1 + \mu$, составляющее от 0,5 до 2,5 (за единицу принимается ускорение от притяжения Солнца на том же расстоянии).

Хвосты К. делят на 3 типа по величине отталкивательного ускорения Солнца, действующего на их вещество (Ф. А. Бредихин, 1877 г.). Этому соответствуют различия состава хвостов. I тип: $1 + \mu = 60$—100; состав: ионизованные молекулы CO^+, N_2^+, CO_2^+, CH^+. II тип: $1 + \mu = 0{,}5$—$2{,}5$; состав: нейтральные молекулы (те же, что и в голове). III тип: $1 + \mu < 0{,}3$; состав: пылинки разных размеров. Значения $1 + \mu$ для хвостов II и III типов объясняются световым давлением Солнца на молекулы и пылинки. Большие значения $1 + \mu$ в хвостах I типа, а также струйчатое строение этих хвостов, представляющих собой плазму, объясняются вероятнее всего взаимодействием с корпускулярными потоками Солнца (Л. Бирман, 1951 г.; Х. Альвен, 1957 г.). У К. с хвостом I типа свечение ионизованных молекул иногда наблюдается и в пределах головы. На спектрограммах хвостов II типа, снятых с объективной призмой, наложение полос создает впечатление непрерывного спектра, и потому вопрос об их составе вызывает споры. Хвосты I и II типов являются синдинамами, т. е. совокупностями частиц, непрерывно выделяющихся из ядра и испытывающих почти одинаковое отталкивательное ускорение. Хвосты III типа — синхроны, т. е. совокупности частиц, единовременно выделившихся из ядра и движущихся под действием различных ускорений. У кометы Аренда — Ролана 1956 г. (а вероятно, и у всех К.) хвост III типа был плоским образованием, располагавшимся в плоскости орбиты.

По совр. представлениям истинное (практически невидимое) ядро К. является единым телом, состоящим изо «льдов» различных летучих веществ, в к-рые вкраплены атомы и молекулы нелетучих веществ, а может быть и каменистые частицы (Ф. Уиппл, 1950 г.). У К., доступных наблюдениям, поперечники ядра составляют 1—30 *км* (их массы 10^{15}—10^{18} *г*); мелких ядер гораздо больше, чем крупных. При сублимации льдов, происходящей в результате прогрева ядра солнечными лучами, т. е., как правило, лишь в районе перигелия орбиты, часть атомов и молекул нелетучих веществ также испаряется (этим объясняется появление в спектре линий Na, а иногда и Fe, Ni), а остальные формируют каменистые частицы рыхлой структуры. Мелкие частицы увлекаются газами и образуют в дальнейшем *метеорные потоки*, а крупные остаются на поверхности ядра, образуя теплоизоляционный слой, замедляющий дальнейшую сублимацию. Выделение газов из ядра является, как правило, десорбцией из каменистого слоя, скорость к-рой сильно зависит от темп-ры. Это приводит к очень крутому увеличению яркости (силы света) К. при их приближении к Солнцу. Теплота сорбции 3 000—5 000 *кал/моль* (Б. Ю. Левин, 1943 г.).

Присутствие в К. химически неустойчивых радикалов объясняется крайней разреженностью газов в головах К. (10^5—10^{10} молекул на 1 $см^3$), вследствие чего столкновения молекул крайне редки. Наблюдаемые двух- и трехатомные молекулы возникают в основном в результате фотодиссоциации каких-то химически стабильных молекул, выделяющихся из твердого ядра К. Однако не исключено присутствие в ледяном ядре нек-рого количества замерзших радикалов (Г. Юри и Б. Донн, 1953 г.). Время жизни светящихся молекул (до их фотодиссоциации или ионизации) обратно пропорционально плотности солнечной радиации. Поэтому размеры головы К. сокращаются при ее приближении к Солнцу, и сила света головы оказывается пропорциональной скорости образования светящихся молекул, к-рая практически совпадает со скоростью выделения родительских молекул из ядра.

Интенсивность излучений разных молекул сходным образом возрастает при приближении К. к Солнцу. Это указывает на близость теплот сорбции (испарения) соответствующих родительских молекул. Ими могут быть гидраты типа $CH_4 + 6H_2O$ (но не непосредственно H_2O, CH_4, NH_3) (А. Дельсем и П. Свингс, 1952 г.). При ледяном ядре теряемая масса может быть достаточной, чтобы объяснить реактивным эффектом вековые ускорения и замедления движения, выявляемые

у нек-рых К. (А. Д. Дубяго, 1948 г.). Ледяное ядро способно выдержать кратковременное приближение к Солнцу (кометы 1680, 1843 I, 1880 I и 1945 VII приближались на расстояние 1 млн. *км* к поверхности Солнца) и в то же время оно постепенно распадается при каждом прохождении через перигелий, даже если перигельное расстояние составляет 1—2 астр. ед.

Как показал Я. Оорт (1950 г.), ныне наблюдаемые К. приходят из гигантского облака К. (точнее — кометных ядер), окружающего солнечную систему и простирающегося до расстояний в 100—200 тыс. астр. ед. Это облако, содержащее $\sim 10^{11}$ ядер, должно было образоваться в эпоху формирования планет в результате выброса части ледяных тел из зоны планет-гигантов. Под действием звездных возмущений орбиты нек-рых членов этого облака изменяются так, что К. приходят в окрестности Солнца. При каждом пересечении планетной системы притяжение планет беспорядочно изменяет их удельную энергию, создавая как бы диффузию значений $1/a$ (a — большая полуось орбиты). Распад К. при их приближениях к Солнцу (особенно быстрый у короткопериодич. К.) создает «сток» в области больших значений $1/a$; вблизи $1/a = 0$ имеется «источник» К. в виде оортовского облака.

Лит.: 1) Левин Б. Ю., Успехи физики комет, «Успехи астрон. наук», 1947, № 3; 2) Дубяго А. Д., О вековом ускорении движения периодических комет, «Астрон. журнал», 1948, т. 25, вып. 6, с. 361; 3) Добровольский О. В., Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность, «Тр. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР», 1961, т. 8; 4) Wurm K., Die Kometen, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. S. Flügge, Bd 52, B. — [u. a.], 1959; 5) Richter N. B., Statistik und Physik der Kometen, Lpz., 1954; 6) Swings P., Haser L., Atlas of representative cometary spectra, [Louvain], 1956; 7) Whipple F. L., A comet model, «Astrophys. J.», 1950, v. 111, № 2, p. 375; его же, там же, 1951, v. 113, № 3, p. 464; 8) Oort J. H., The structure of the cloud of comets surrounding the solar system and a hypothesis concerning its origin, «Bull. Astron. Inst. Netherl.», 1950, v. 11, № 408; 9) Oort J. H., Origin and development of comets, «Observatory», 1951, v. 71, № 863, p. 129. *Б. Ю. Левин.*

КОММУТАТИВНОСТЬ (перестановочность, переместительный закон) — свойство сложения и умножения чисел, выражаемое тождествами: $a + b = b + a$, $ab = ba$. В более общем смысле действие $a * b$ — наз. коммутативным, если $a * b = b * a$. Свойством К. обладают, напр., сложение и умножение многочленов. Векторное умножение (см. *Вектор*) не является коммутативным.

КОММУТАТОР АНТЕННЫЙ — см. *Антенный коммутатор.*

КОММУТАТОР СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ — прибор, позволяющий осуществлять бесконтактные переключения в электрич. цепях при разрушении сверхпроводимости в жидком гелии. В частности, К. с. применяется при измерениях малых эдс ($\sim 10^{-7}$ *в*) потенциометрич. методом (см. *Потенциометрия*) и при сравнении малых сопротивлений, когда для исключения паразитных эдс и уменьшения общего сопротивления цепи необходимо производить переключения непосредственно в гелиевой ванне. В 1-м случае К. с. состоит из четырех сверхпроводящих проводов, например танталовых, включенных, как показано на рис. 1, и расположенных попарно (*Aa* и *Bb*) между полюсами двух небольших электромагнитов. Если возбудить в зазоре одного из них поле, большее *критического магнитного поля* при данной темп-ре, то расположенная в его зазоре пара проводов (напр., *Aa*) перейдет в нормальное состояние с отличным от нуля сопротивлением, а пара, сохранившая сверхпроводимость (*Bb*), будет осуществлять сверхпроводящий контакт между входом и выходом устройства. Если сопротивление находящихся в нормальном состоянии проводов много больше внутр. сопротивления источника сигнала, то эти участки цепи можно считать разомкнутыми. Для переключения К. с. достаточно вместо 1-го электромагнита включить 2-й; тогда сверхпроводящий контакт будет осуществлять др. пара проводов, что приведет к изменению полярности напряжения на выходе.

Рис. 1. Схема сверхпроводящего коммутатора: *Aa* и *Bb* — сверхпроводящие провода; M_1, M_2 — электромагниты.

Условие хорошей работы К. с. — малость внутр. сопротивления источника эдс по сравнению с сопротивлением параллельных цепей К. с., что в большинстве экспериментов в области низких темп-р может быть легко выполнено.

К. с. для сравнения сопротивлений R_1 ($\sim 10^{-7}$ *ом*) и R_2 ($\sim 10^{-5}$ *ом*) с помощью *гальванометра сверхпроводящего* (рис. 2) выполнен в виде тонкой свинцовой пленки, нанесенной на подложку из несверхпроводника. Сверхпроводимость пленки разрушается при нагревании подложки вспомогат. током. Все соединения в схеме К. с. осуществлены свинцовыми проводами. Если пленка находится в сверхпроводящем состоянии, то через гальванометр идет только часть общего тока: $R_1/(R_1 + R_2)$. При разрушении сверхпроводимости пленки, имеющей в нормальном состоянии сопротивление порядка 10^{-3} *ом*, практически весь ток течет через гальванометр. Из сравнения отклонений гальванометра в обоих случаях можно определить отношение сопротивлений R_1/R_2 или величину R_1, если R_2 измерено обычным потенциометрическим методом. Преимуществом К. с. перед обычными видами переключателей в условиях работы при низких темп-рах является удобство манипулирования и размещения в криостате, а также надежность контакта и отсутствие паразитных термоэдс.

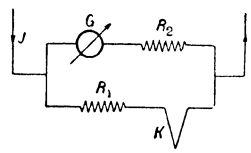


Рис. 2. Схема сравнения сопротивлений при помощи сверхпроводящего гальванометра G: R_1 — измеряемое сопротивление; R_2 — известное сопротивление; K — сверхпроводящий коммутатор; J — измерительный ток.

Лит.: Templeton I. M., «J. Scient. Instrum.», 1955, v. 32, № 5, с. 172. *В. Н. Качинский, Г. И. Косоуров.*

КОММУТАТОР ЭЛЕКТРОННЫЙ — см. *Электронный коммутатор.*

КОММУТАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ (перестановочные соотношения) — соотношения, устанавливающие связь между действием на волновую ф-цию системы двух квантовомеханических операторов A и B (соответствующим в *квантовой механике* двум физич. величинам), расположенных в различном порядке (AB и BA). Если 2 оператора коммутируют $AB = BA$, то соответствующие им физич. величины могут иметь одновременно определенные значения для данной квантовомеханич. системы. Если операторы непереставимы, напр. $AB - BA = c$, где c — число, то между соответствующими физич. величинами имеет место соотношение неопределенности $\Delta A \Delta B \sim c$, где ΔA и ΔB — неопределенности (дисперсии) значений A и B. К. с. принадлежат к числу фундаментальных соотношений квантовой механики. Важнейшим К. с. квантовой механики является К. с. между обобщенной координатой системы q_i и соответствующим ей импульсом p_i: $q_i p_i - p_i q_i = ih/2\pi$ (h—постоянная Планка). Компоненты момента количества движения $\boldsymbol{M}$ удовлетворяют К. с. $M_x M_y - M_y M_x = i\hbar M_z$. Если нек-рый оператор L коммутирует

с оператором Гамильтона H, т. е. $LH = HL$, то величина L является интегралом движения.

В *квантовой теории полей* важнейшее значение имеют К. с. между операторами рождения частиц a_n^+ и поглощения частиц a_n в данном состоянии n. Они определяют характер статистики частиц. В случае *Бозе — Эйнштейна статистики* $a_{n'}a_n^+ - a_n^+a_{n'} = \delta_{nn'}$ (т. е. если $n \neq n'$, то операторы коммутируют; при $n=n'$ правая часть равна единице), в случае *Ферми — Дирака статистики* $a_n a_{n'}^+ + a_{n'}^+ a_n = \delta_{nn'}$ (т. е. если $n \neq n'$, то операторы, как говорят, антикоммутируют); хотя последнее соотношение не имеет характера $AB - BA = c$, его тоже относят к классу К. с. Эти К. с. определяют и общие К. с. между полями в различных точках. Так, для частиц со спином 0, описываемых скалярами или псевдоскалярным полем φ (напр., π-мезоны), К. с. имеют вид

$$\varphi(x)\varphi^+(x') - \varphi^+(x')\varphi(x) = -i\Delta(x - x_i),$$

где x — совокупность пространственных r и временных t координат точки (r, t), c — скорость света в вакууме, Δ — инвариантная ф-ция, обладающая след. свойствами: $(\Box - m^2)\Delta = 0$ $\left(\Box = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)$, $\Delta(x - x') = 0$ при $(x - x')^2 = (r - r')^2 - (t - t')^2 > 0$. Последнее свойство является выражением принципа причинности: измерения в двух точках, разделенных пространственноподобным интервалом (см. *Пространственноподобный вектор*), не могут влиять друг на друга; поэтому в таких двух точках операторы поля независимы, они коммутируют. Для частиц со спином $^1/_2$, описываемых спинорным полем ψ_α (электроны и т. д.), К. с. имеет вид

$$\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x') + \bar{\psi}_\beta(x')\psi_\alpha(x) = -\left(\gamma_\mu\frac{\partial}{\partial x_\mu} - m\right)_{\alpha\beta}\Delta(x - x'),$$

где γ_μ — матрицы Дирака, $\bar{\psi} = \psi^+\gamma_4$. При $t = t'$ К. с. для скалярного (или псевдоскалярного) и спинорного поля соответственно имеют вид

$$\varphi(x)\frac{\partial\varphi^+(x')}{\partial t} - \frac{\partial\varphi^+(x')}{\partial t}\varphi(x) = i\delta(r - r'),$$

$$\psi_\alpha(x)\psi_\beta^+(x') + \psi_\beta^+(x')\psi_\alpha(x) = \delta_{\alpha\beta}\delta(r - r').$$

Последнее соотношение сохраняется и при наличии взаимодействия между полями.

Лит.: 1) Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; 2) Ахиезер А. И. и Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, М., 1959.

В. Б. Берестецкий.

КОМПАРАТОР — измерительный прибор, на к-ром измеряемую меру или любую другую величину определяют сравнением с мерой, величина к-рой известна. На К. обычно измеряют малые разности сравниваемых величин, что дает возможность определять их значение с высокой точностью. Наибольшее распространение получили К. для измерения мер длины.

При измерении концевых мер длины (см. *Линейные измерения*) применяют интерференционные методы и созданы соответствующие приборы — *интерференционные компараторы*, на к-рых разности длин сравниваемых мер измеряются в длинах световых волн. Для измерения малых разностей длин в К. применяют также точные уровни (с ценой деления 1″—2″), электрические, пневматические и др. измерит. устройства.

В К. для штриховых мер длины в качестве измерит. устройств применяют микроскопы с микрометрами (винтовыми, шкаловыми, спиральными, оптическими) с ценой наименьшего деления отсчетного устройства от 0,1 *мк* до 1 *мк*. Разработаны конструкции фотоэлектрич. микроскопов с электронными отсчетными устройствами, позволяющие автоматизировать процесс измерения на К. В связи с принятием в 1960 г. нового определения метра в длинах световых волн оранжевой линии изотопа криптона 86 разработаны интерференционные К. и для штриховых мер.

По устройству различают К. поперечные и продольные. В п о п е р е ч н ы х К. (рис. 1) сравниваемые меры *I* и *II* лежат рядом друг с другом, и при измерении применяют метод замещения: перемещая платформу A с мерами в направлении, перпендикулярном продольной оси мер, их поочередно устанавливают под микроскопами M_1 и M_2 и производят отсчеты.

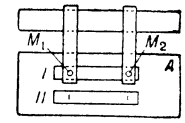


Рис. 1

В п р о д о л ь н ы х К. сравниваемые меры *I* и *II* устанавливают либо параллельно друг другу (рис. 2, *а*), либо последовательно (рис. 2, *б*) так, чтобы продольные оси обеих мер лежали на одной прямой. При продольном компарировании платформу A с мерами (или микроскопы M_1 и M_2) перемещают параллельно осям мер. Схема последовательного расположения мер лучшая, т. к. непрямолинейность направляющих, по к-рым перемещаются платформа (или микроскопы), вызывает погрешности 2-го порядка малости, тогда как при параллельном расположении мер эти погрешности становятся величинами 1-го порядка.

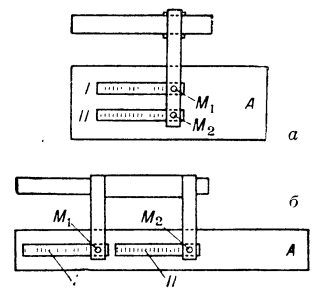


Рис. 2.

Пределы измерений на К. различны. На отечественных К. типа ИЗА-2 можно измерять длины до 200 *мм*, на метрологич. К. сличают эталоны длиной 1 *м* и 4 *м*, на геодезич. К. измеряют мерные проволоки и ленты длиной до 24 *м* и 50 *м*. Погрешности измерений при сличении эталонов длины на метрологич. К. не превосходят $+0{,}1$ *мк*.

Лит.: Meister G., Cichon J., «Jenaer Rundschau», 1960, Jg 5, H. 5, S. 171; Брежинский М. Л., Универсальный интерференционный компаратор, в кн.: Оптические измерения. Тр. ВНИИМ, вып. 26 (86), М.—Л., 1955.

Л. К. Каяк.

КОМПАРИРОВАНИЕ — сравнение мер между собой или сравнение определяемой величины с соответствующей мерой, осуществляемое в процессе измерения посредством особых компарирующих приборов. Типичными приборами, применяемыми при К., являются: *компаратор* для линейных мер, потенциометр, *фотометр*, *весы* и др.

При К. применяют обычно *дифференциальный метод измерения*, в котором непосредственно оценивается только разность между измеряемой величиной и величиной известной.

П. Н. Агалецкий.

КОМПАС МАГНИТНЫЙ — прибор для определения направления различных линий на местности относительно стран света. Простейший К. м. состоит из круглой коробки, в к-рой на стальной шпильке может свободно вращаться в горизонтальной плоскости магнитная стрелка; внутри коробки — разделенная шкала с обозначением стран света.

Вращающий момент, поворачивающий магнитную стрелку, расположенную под углом α к *меридиану магнитному*, равен $MH\sin\alpha$, где M — магнитный момент стрелки, а H — горизонтальная составляющая напряженности магнитного поля земли. Магнитная стрелка поворачивается до тех пор, пока угол α станет мал и момент $MH\sin\alpha$ сравняется с моментом P силы трения стрелки на оси вращения. В положении равновесия $MH\sin\alpha_0 = P$, угол α_0 — неисключаемая случайная ошибка, наз. застоем компаса. Величины

M и P в компасах подбирают такими, чтобы застой был мал и им можно было пренебречь; обычно он составляет малые доли градуса.

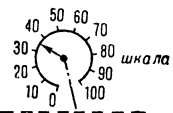
К. м. показывает направления относительно магнитного меридиана; для получения направлений относительно географич. меридиана необходимо учитывать магнитное склонение (см. *Склонение магнитное*).

Морской и авиационный компасы имеют дополнит. устройства для обеспечения работы прибора в условиях качки, вибраций, больших и неоднородных магнитных полей, создаваемых корабельными или самолетными источниками, для передачи показаний К. м. из одной части корабля или самолета в другую.

К. м., служащий для ориентирования др. приборов или для визирования целей и измерения горизонтальных углов, наз. б у с с о л ь ю. Буссоли применяются в топографии, геодезии, маркшейдерском деле, артиллерии и др. *В. П. Орлов.*

КОМПЕНСАТОР АВТОМАТИЧЕСКИЙ — автоматическое измерительное устройство, работающее по компенсационному методу измерения, т. е. по методу сравнивания двух напряжений или токов. Компенсационные схемы можно уравновешивать двумя способами: 1) изменением сопротивления компенсирующей цепи при неизменном рабочем токе этой цепи; 2) изменением рабочего тока при неизменном сопротивлении компенсирующей цепи. При автоматизации этих двух способов получаем 2 типа К. а. — со следящим двигателем и с компенсационным усилителем.

К о м п е н с а т о р а в т о м а т и ч е с к и й с о с л е д я щ и м д в и г а т е л е м. В блок-схеме (рис. 1) датчик преобразует измеряемую величину X в эдс E_x, к-рая сравнивается с другой эдс в измерит. схеме уравновешивания, имеющей один регулируемый (подвижный) элемент — уравновешивающий орган



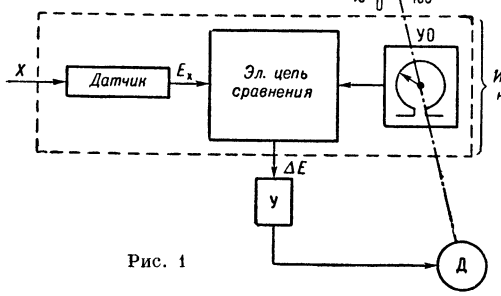


Рис. 1

УО. Сигнал рассогласования ΔE усиливается в усилителе У и вызывает вращение следящего двигателя Д. Одновременно перемещается УО, вызывая такое изменение сопротивления компенсирующей цепи (в схеме уравновешивания), чтобы ΔE уменьшалось. При $\Delta E \approx 0$ двигатель останавливается. Замер производится по показанию стрелки прибора или записывающего пера, жестко связанных с УО. По такому принципу работает, напр., потенциометр автоматический (см. *Потенциометр*).

Измерит. устройства с блок-схемой по рис. 1 часто выполняют не с компенсационной, а с мостовой измерит. схемой. Такие приборы наз. автоматическими уравновешенными мостами или электронными мостами (см. *Мост автоматический*). Автоматич. потенциометры и мосты наз. общим термином «автоматический прибор» или «самоуравновешивающийся прибор» (термин «К. а.» не охватывает автоматических мостов).

С точки зрения теории регулирования К. а. со следящим двигателем представляет собой замкнутую астатическую (поскольку она содержит одно интегрирующее звено в виде двигателя) систему с односторонним направлением воздействий (цепь сравнения — У — Д — УО — цепь сравнения) и является разновидностью *следящих систем*. Большинство приборов, работающих по этому принципу, производят регистрацию, сигнализацию, а иногда и регулирование измеренной величины. Нек-рые из этих приборов — многоточечные [3].

Такие самоуравновешивающиеся приборы можно применять для измерения практически любой электрической (эдс, сопротивление, индуктивность, емкость, частота, мощность и т. д.) или неэлектрической (темп-ра, механич. перемещение, давление, уровень, световой поток и т. д.) величины, для к-рой имеется датчик с электрич. выходом. Преимущества этих приборов: высокая чувствительность (порог чувствительности ΔE нек-рых приборов < 1 *мкв*) и точность измерения (0,2—0,5% от диапазона шкалы), малое воздействие на измеряемую величину, т. е. возможность измерения без потребления энергии из измеряемой цепи; дистанционность действия; хорошее быстродействие (время прохождения шкалы до 0,25 *сек* при шкале длиной 280 *мм*) [1, 2, 3, 5, 6].

К о м п е н с а т о р а в т о м а т и ч е с к и й с к о м п е н с а ц и о н н ы м у с и л и т е л е м. Блок-схема дана на рисунке 2. Компенсационный усилитель У создает компенсирующий ток I; измеряемая эдс E_x сравнивается с компенсирующим напряжением $E_к$; сигнал рассогласования $\Delta E = E_x - E_к$ подается на вход усилителя, на выходе к-рого появляется ток I, создающий компенсирующее напряжение $IR = E_к$, приблизительно равное E_x (при достаточно большом коэфф. усиления усилителя). Т. о., I пропорционален E_x, и результат измерения отсчитывается по гальванометру А. Крутизна преобразования I/E_x таких К. а. с гальванометрич. фотоусилителем достигает 10^6—10^7 *ма/в*; время успокоения 0,3—3 *сек* [4, 1].

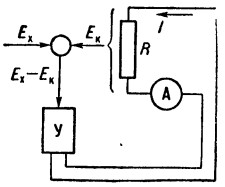


Рис. 2.

Помимо наиболее распространенных гальванометрич. усилителей, применяются также чисто электронные и магнитные усилители [5].

К. а. с компенсационным усилителем представляет собой замкнутую, в общем случае статическую (поскольку здесь нет интегрирующего звена) систему с односторонним направлением воздействий; она характеризуется статич. ошибкой или погрешностью компенсации ($E_x - E_к$). Этот К. а. можно рассматривать также как измерит. усилитель с обратной связью, преобразующий подаваемое на вход малое напряжение E_x (или ток) в пропорционально изменяющийся ток I. Точность измерения К. а. этого типа ограничена классом точности прибора А.

К. а. с компенсирующим усилителем являются лабораторными приборами для компенсационных измерений небольших постоянных эдс и токов и для проверки электроизмерит. приборов, иногда — комплексными компенсаторами переменного тока.

Лит.: 1) Б у т у с о в И. В., Автоматические контрольно-измерительные и регулирующие приборы, 2 изд., Л., 1961, гл. I и V; 2) В о р о н к о в Л. А., Автоматические электронные вторичные приборы, М., 1956; 3) М и р о н о в К. А., Ш и п е т и н Л. И., Теплотехнические измерительные приборы. Справочные материалы, 2 изд., М., 1958, гл. VIII, IX; 4) С е л и б е р Б. А., Р а б и н о в и ч С. Г., Фотокомпенсационные усилители постоянного тока, «Автоматика и телемеханика», 1956, т. 17, № 8, с. 728—45; 5) Т е м н и к о в Ф. Е., Автоматические регистрирующие приборы, 2 изд., М., 1960, § 6, 4 и гл. VII; 6) M a d d o c k A. J., Servo-operated recording instruments, «Proc. Instn. Electr. Engrs», 1956, v. 103, pt. B., № 11, p. 617—632. *А. П. Пилипенко.*

КОМПЕНСАТОР ОПТИЧЕСКИЙ — оптическое устройство для введения небольших разностей хода в двух лучах или сведéния имеющейся разности хода к 0 или иному значению, требуемому принципом измерений [1]. Обычно К. о. снабжаются отсчетными приспособлениями, превращающими их в измерители разности хода. Общий принцип конструкции К. о. — возможность введения малых разностей хода путем сравнительно грубых перемещений. Наиболее часто встречаются 2 типа К. о.

1) Компенсатор интерферометрический применяется в двухлучевых интерферометрах различных типов для уравнивания разностей хода в интерферирующих лучах. Простейший К. о. такого типа — плоско-параллельная пластинка, вносящая разность хода, зависящую от угла падения на нее луча. Обычно помещают 2 пластинки равной толщины на пути обоих интерферирующих лучей так, что вносимые разности хода компенсируются, если пластинки строго параллельны. Одна из пластинок снабжается приспособлением, позволяющим поворачивать ее на небольшой угол относительно другой; возникающая при этом малая разность хода может быть измерена по углу поворота (см. *Интерферометр Жамена*). Имеется ряд более сложных конструкций — К. о. с передвижным клином и т. п. [2].

2) Компенсатор поляризационный применяется для анализа эллиптически поляризованного (см. *Эллиптическая поляризация*) света. Общий принцип устройства — превращение света, поляризованного эллиптически, в линейно поляризованный [3, 4]. Измерения могут производиться визуально; в этом случае обычно применяют полутеневые устройства, в которых измерение производится уравниванием яркостей двух полей. К. о. без полутеневых устройств позволяют обнаружить разность фаз не более $10^{-3} \cdot 2\pi$; при наличии полутеневого устройства точность доводится до $10^{-5}\, 2\pi$. Наблюдается тенденция перехода к фотоэлектрич. методам; в этом случае К. о. чаще всего превращает эллиптически поляризованный свет в поляризованный по кругу (что устанавливается вращением анализатора).

Простейшим поляризационным К. о. является *пластинка четверть длины волны* [1, 10]. Она ставится на пути исследуемого луча и поворачивается до тех пор, пока ее оптич. оси не совпадут с осями эллипса колебаний. В указанном расположении пластинка $^1/_4\lambda$ превращает свет в поляризованный линейно, дополняя разность фаз до 0 или π; это расположение фиксируется анализатором, расположенным за пластинкой и дающим в этом случае в определенном положении полностью затемненное поле. Поворачивая пластинку на 90°, меняют разность фаз на π и проделывают ту же процедуру. По данным двух измерений можно найти 2 параметра эллипса (напр., ориентацию осей и их отношение). Часто применяют также другие поляризационные К. о., напр. *Бабине компенсатор*.

К полутеневым поляризационным К. о. относятся: компенсатор Рихарца [5, 6] — соединение пластинки $^1/_4\lambda$ и бикварца; компенсатор Брейса, особенно простой в изготовлении в конструктивном варианте Н. А. Толстого [7] (точность до $0{,}3 \cdot 10^{-3} \cdot 2\pi$); компенсатор де-Фореста-Пальмера, применяющий стеклянную пластинку, в к-рой под действием небольшой деформации возникает *двойное лучепреломление* (точность $10^{-5} \cdot 2\pi$) [6]. Конструкция полутеневого устройства определяется условиями измерений [8].

В литературе под термином «К. о.» подразумевают также конструктивно близкие приспособления иного назначения. Так, при измерении степени поляризации частично поляризованного света на пути луча ставится плоско-параллельная пластинка, составляющая с направлением луча изменяемый и измеряемый угол. При повороте ее вокруг оси, параллельной ее плоскости, меняется соотношение потерь на отражение лучей различной поляризации и, следовательно, изменяется отношение интенсивностей соответствующих прошедших лучей. Такие приспособления именуют К. о. Приспособления для компенсации (и измерения) вращения плоскости поляризации (компенсатор Солейля [9]), для компенсации дисперсии в призмах рефрактометра Аббе и т. п. также наз. К. о.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952; 3) Szivessy G., в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. H. Geiger, K. Scheel, Bd 19, B., 1928, S. 924; 4) Kohlrausch F., Praktische Physik, Bd 1—2, Lpz., 1955; 5) Richartz M., Hsü H. Y., «J. Opt. Soc. America», 1949, v. 39, № 2, p. 136; 6) Jerrard H. G., там же, 1954, v. 44, № 4, p. 289; 7) Толстой Н. А., «ЖЭТФ», 1949, т. 19, вып. 4, с. 319; 8) Inoué S., Koester C. J., «J. Opt. Soc. America», 1959, v. 49, № 6, p. 556; 9) Dawson E. F., Young N. O., там же, 1960, v. 50, № 2, p. 170; 10) Plumb R. C., там же, 1960, v. 50, № 9, p. 892.

В. А. Кизель.

КОМПЕНСАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ (нулевой метод) — метод измерения, в к-ром эффект измеряемой величины компенсируется (уравновешивается) эффектом однородной с ней известной величины так, что в результате они не оказывают действия на указатели измерительных приборов или наблюдается исчезновение определенного явления. К. м. и. принадлежит к числу наиболее точных (вследствие большой точности, с к-рой можно констатировать различие впечатлений на органы чувств или их отсутствие). Точность результата измерения зависит от чувствительности нульиндикатора, контролирующего осуществление условий компенсации, и от точности определения компенсирующей величины, с к-рой сопоставляется измеряемая величина. Если равновесие не доводится до конца и оценивается разность сравниваемых величин, то К. м. и. превращается в *дифференциальный метод измерения*. К. м. и. применяется при измерениях эдс, напряжений, токов, темп-р, механич. сил, световых потоков и др.

Лит.: 1) Маликов М. Ф., Основы метрологии, ч. 1, М., 1949, гл. VII; 2) Электрические и магнитные измерения, под ред. Е. Г. Шрамкова, Л.—М., 1937; 3) Туричин А. М., Электрические измерения неэлектрических величин, 3 изд., М.—Л., 1959.

П. Н. Агалецкий.

КОМПЛЕКСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — величина, обратная *комплексному сопротивлению*; обозначается буквой Y. Модуль К. п. наз. полной проводимостью и обозначается y. $Y = \frac{1}{z}\exp(\varphi) = y\exp(-j\varphi) = y\cos\varphi - jy\sin\varphi = g - jb$, где g — *активная проводимость*, b — *реактивная проводимость*, z — модуль комплексного сопротивления. Положительная реактивная проводимость является индуктивной, отрицательная — емкостной. В зарубежной литературе принята запись $Y = g + jb$ (минус включается в множитель b).

Лит. см. при ст. *Емкостное сопротивление.*

КОМПЛЕКСНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — комплексная величина, равная отношению комплексной амплитуды гармонич. напряжения к комплексной амплитуде гармонич. тока (см. *Комплексных амплитуд метод*). К. с. обозначается буквой Z. Модуль К. с. наз. полным сопротивлением и обозначается z. Если аргумент К. с. обозначить через φ, то $Z = z\exp(j\varphi) = z\cos\varphi + jz\sin\varphi = r + jx$. Действительная часть К. с. r равна *активному сопротивлению* цепи, мнимая часть x — *реактивному сопротивлению*. Положительное реактивное сопротивление является *индуктивным сопротивлением*, отрицательное — *емкостным сопротивлением*.

Лит. см. при ст. *Емкостное сопротивление.*

КОМПЛЕКСНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ (координационные соединения) — химич. соединения, в к-рых число ближайших соседей центрального атома (координационное число) превышает его обыч-

пую *валентность*. Химич. связи в большинстве молекул являются *ковалентными связями*, число их и определяет обычную валентность атома, являющуюся постоянной в том смысле, что число неспаренных валентных электронов однозначно определяется строением электронной оболочки атома. Однако большинство элементов периодич. системы в *валентном состоянии атомов* имеет, помимо неспаренных электронов, еще неподеленные пары электронов или свободные орбиты (или те и другие вместе). Атомы этих элементов, даже будучи насыщены с точки зрения их обычной валентности (за счет неспаренных электронов), сохраняют способность образовывать еще дополнительные *донорно-акцепторные связи*. Напр., максимальное число неспаренных электронов, а следовательно, обычная валентность бериллия — 2, бора и азота — 3. Однако при полном использовании валентных орбит ($2s$- и $2p$-) все эти атомы могут образовывать соединения с координационным числом 4, напр. $[BeF_4]^{2-}$, $[BF_4]^-$ или $[BH_4]^-$ и $[NH_4]^+$, т. е. все эти соединения — К. с.

Наиболее характерно образование К. с. для атомов переходных элементов (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Tc, Ru, Rh, Pd, Ag, Cd, Hf, Ta, W, Re, Os, Ir, Pt, Au, Hg); в этих случаях близость ns-, np- и $(n-1)d$-уровней атома металла позволяет всем 9 (sp^3d^5) валентным орбитам принимать участие в образовании химич. связей. Это приводит к возникновению 9 связывающих молекулярных орбит всего комплекса, к-рые, по принципу Паули, могут быть заняты 18 электронами. В этом смысле конфигурация электронов вокруг центрального атома имитирует строение электронной оболочки ближайшего в периоде инертного газа. При образовании К. с. с 18-электронной оболочкой валентные возможности центрального атома используются наиболее полно, и такие соединения обычно наиболее устойчивы. К. с. с числом электронов как менее, так и более 18, обычно относительно менее устойчивы, т. к. в молекуле образуются не все возможные химич. связи (число связывающих электронов менее 18) или появляются разрыхляющие электроны (сверх 18 связывающих), дестабилизующие молекулу.

В старых теориях К. с. проводилось различие между ковалентными и донорно-акцепторными химич. связями. Предполагалось, что первые образуются за счет главной, или первичной, валентности, а вторые — за счет побочной, или вторичной, валентности. С точки зрения современной теории валентности, такое деление не имеет смысла. Если лиганды, т. е. атомы или группы атомов, связанные с центральным атомом, одинаковы, то все связи в молекуле комплексного соединения обычно полностью выравнены независимо от их происхождения (рис. 1). Известно много К. с., лиганды к-рых представляют собой нейтральные молекулы, где нет неспаренных электронов (H_2O, NH_3, CO, ацетилен, этилен, бензол и др.). В таких К. с. химические связи центрального атома с лигандами вообще не могут быть ковалентными, а являются только донорно-акцепторными (и дативными). В частности, эти связи обусловливают устойчивость т. н. нульвалентных К. с., в которых атом металла формально находится в нулевом состоянии окисления; например, карбонилы $M(CO)_n$, комплексы типа дибензолхрома $Cr(C_6H_6)_2$ или тетрааммиакат платины $Pt(NH_3)_4$. Для объяснения строения и свойств комплексных соединений все шире пользуются методом молекулярных орбит (см. *Молекулярных орбит метод*), постепенно вытесняющим господствовавшую до недавнего времени *кристаллического поля теорию*.

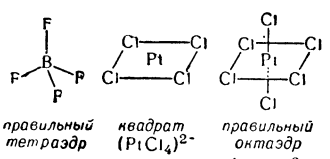


Рис. 1. Комплексные соединения различной пространственной конфигурации.

В последнее время синтезированы К. с., строение к-рых не может быть описано с помощью обычных

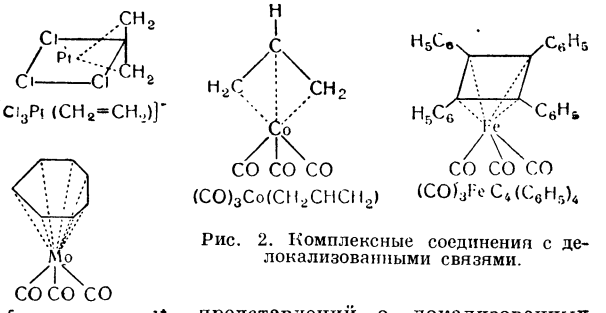


Рис. 2. Комплексные соединения с делокализованными связями.

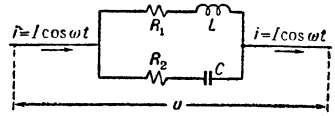
представлений о локализованных двухцентровых связях, ассоциируемых с валентным штрихом, т. к. связи металл-лиганд в этих соединениях являются существенно делокализованными и многоцентровыми (рис. 2). Рассмотрение электронного строения таких К. с. может быть проведено только в рамках метода молекулярных орбит.

Лит.: Химия координационных соединений, пер. с англ., М., 1960. См. также *лит.* при статьях *Валентность*, *Молекулярных орбит метод*, *Кристаллического поля теория*.

Е. М. Шусторович.

КОМПЛЕКСНЫХ АМПЛИТУД МЕТОД — метод расчета линейных электрических цепей с реактивными параметрами, основанный на представлении гармонич. напряжения $u = U\cos(\omega t + \varphi)$ и гармонич. тока $i = I\cos(\omega t + \psi)$ комплексными величинами: $u \equiv \mathrm{Re}[\dot{U}\exp(j\omega t)]$, $i \equiv \mathrm{Re}[\dot{I}\exp(j\omega t)]$. Отсюда комплексные амплитуды $\dot{U} = U\exp(j\varphi) = U\cos\varphi + jU\sin\varphi$ и $\dot{I} = I\exp(j\psi) = I\cos\psi + jI\sin\psi$ определяются как ф-ции амплитуд U, I и фаз φ, ψ исходных гармонических напряжения u и тока i частоты ω. При этом дифференциальные соотношения между током и напряжением для индуктивности L и емкости C: $u = L\frac{di}{dt}$, $i = C\frac{du}{dt}$, превращаются в простые алгебраич. соотношения между их комплексными амплитудами: $\dot{U} = j\omega L\dot{I}$, $\dot{I} = j\omega C\dot{U}$. Величины $j\omega L$ и $1/j\omega C$ наз. (по аналогии с законом Ома для постоянного тока) индуктивным сопротивлением и емкостным сопротивлением. Для *активного сопротивления* R имеем: $\dot{U} = R\dot{I}$.

Падение напряжения на участке цепи, представляющем собой комбинацию из R, L и C и находящемся под гармонич. воздействием с частотой ω, определяется комплексным сопротивлением $Z(\omega)$: $\dot{U} = Z(\omega)\dot{I}$. При этом $Z(\omega) = R(\omega) + jx(\omega)$ имеет в общем случае действительную $R(\omega)$ и мнимую $jx(\omega)$ части, зависящие от ω, и находится по тем же правилам последовательного и параллельного включения, что и для цепей из активных сопротивлений на постоянном токе. Напр., падение напряжения на участке цепи (см. рис.) при заданном $i = I\cos\omega t$ определяется след. образом: комплексные сопротивления верхней и нижней ветвей $Z_1 = R_1 + j\omega L$, $Z_2 = R_2 - j(1/\omega C)$; общее сопротивление их параллельного включения будет:



$$Z = \frac{Z_1Z_2}{Z_1+Z_2} = \frac{(R_1R_2 + L/C) + j(R_2\omega L - R_1/\omega C)}{(R_1+R_2) + j(\omega L - 1/\omega C)} = z\exp j(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где

$$z=\sqrt{\frac{(R_1R_2+L/C)^2+(R_2\omega L-R_1/\omega C)^2}{(R_1+R_2)^2+(\omega L-1/\omega C)^2}},$$

$\varphi_1=\operatorname{arctg}\frac{R_2\omega L-R_1/\omega C}{R_1R_2+L/C}$, $\varphi_2=\operatorname{arctg}\frac{\omega L-1/\omega C}{R_1+R_2}$; искомое напряжение $u=\mathrm{Re}[\dot U\exp j\omega t]=Iz\cos(\omega t+\varphi_1-\varphi_2)$.

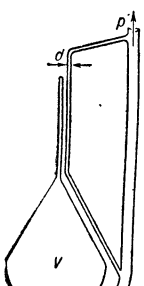
К. а. м. применим только при линейных соотношениях между токами и напряжениями. Активная мощность P, выделяемая при гармонич. воздействии в участке цепи с известными $\dot U$ и $\dot I$, определяется вещественной частью произведения комплексно сопряженных величин: $P=\mathrm{Re}(^1/_2\dot U\dot I^*)=\mathrm{Re}\,(^1/_2\dot U^*\dot I)=\,^1/_4(\dot U\dot I^*+\dot U^*\dot I)$.

Независимость процессов, возбуждаемых в линейных цепях одновременно разными источниками (т. е. применимость к линейным цепям принципа суперпозиции), позволяет применить К. а. м. для расчета токов и напряжений в них при любом периодич. воздействии. Для этого нужно действующее напряжение или ток разложить в ряд Фурье и провести расчет для каждой гармонич. составляющей, а затем просуммировать найденные компоненты. Сумма компонентов и будет искомым током или напряжением. Принципиально К. а. м. может применяться и для расчета процессов, вызванных непериодич. воздействием, если последнее можно представить интегралом Фурье. Однако из-за сложности спектра К. а. м. оказывается в этом случае громоздким, и вместо него пользуются методом операционного исчисления.

Лит.: 1) Малов Н. Н., Курс электротехники и радиотехники, 4 изд., М., 1955, гл. 2; 2) Молчанова А. П., Курс электротехники и радиотехники, М., 1961, гл. 2.

М. Л. Барабев.

КОМПРЕССИОННЫЙ МАНОМЕТР (манометр Мак-Леода) — прибор для измерения давления разреженного газа, основанный на применимости закона Бойля—Мариотта к разреженным газам (см. *Бойля—Мариотта закон*). Он состоит (см. рис.) из баллона объемом V, двух капилляров одинакового диаметра d, один из к-рых запаян, и обводной трубки, соединяющей К. м. с объемом, в к-ром измеряется давление. При измерении в К. м. снизу вводится жидкость (обычно Hg, иногда маслá с низким давлением паров), к-рая отсекает в объеме V газ при измеряемом давлении p и затем сжимает его до давления $p_1\gg p$ в малом объеме капилляра $V_1=\pi d^2h/4$, где h — длина части запаянного капилляра, не заполненной жидкостью. Давление p_1 определяется разностью уровней столбиков жидкости в запаянном и открытом капиллярах (открытый капилляр служит для устранения ошибки, вносимой капиллярной депрессией). По закону Бойля—Мариотта $p=p_1V_1/V$, и измеряемое давление может быть определено, если известны d и V.



Существуют упрощенные и более сложные разновидности К. м. [1, 2]. К. м. измеряют давления газов, не конденсирующихся при темп-ре и давлении, при к-рых производится измерение; К. м. не учитывают, напр., давления паров Hg. Обычными К. м. измеряют давления от 10^{-5} до 10 *тор*.

К. м. — абсолютный манометр, т. к. он может быть откалиброван без сравнения с эталоном; в лабораторной практике он применяется как эталонный манометр.

Лит.: 1) Дешман С., Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1950; 2) Грошковский Я., Технология высокого вакуума, пер. с польск., М., 1957.

Л. П. Хавкин.

КОМПРЕССОР — машина для сжатия и подачи различных газов или воздуха под избыточным давлением не ниже 2 *кг/см*². Различают К.: поршневые, у к-рых сжатие совершается в замкнутом объеме цилиндра посредством возвратно-поступательного движения поршня; ротационные, у к-рых поршень (ротор) имеет вращательное движение; центробежные и осевые, у к-рых повышение давления связано с повышением энергии частиц газа, захватываемых вращающимися лопатками рабочих колес и приобретающих при этом высокую скорость. Применение того или иного конструктивного типа К. определяется в основном производительностью и давлением.

КОМПТОНА ЯВЛЕНИЕ (Комптон-эффект, комптоновское рассеяние) — рассеяние электромагнитного излучения на свободном или слабо связанном электроне, при к-ром отдельный фотон в результате упругого соударения с электроном передает ему часть своего импульса и часть своей энергии. К. я. впервые наблюдалось А. Комптоном (A. Compton) в 1923 г. Оно возможно и при рассеянии на др. частицах, напр. К. я. на протоне.

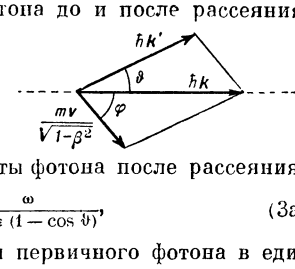
Все энергетич. и угловые характеристики К. я. полностью определяются законами сохранения импульса и энергии при упругом ударе. При комптоновском рассеянии, в результате к-рого энергия фотона уменьшается, длина волны излучения увеличивается и в однозначной связи с этим увеличением находится энергия электронов отдачи. Все это не может быть объяснено классич. волновой теорией света. Обнаружение К. я. явилось одним из важнейших подтверждений квантовой теории.

В простейшем случае К. я. — рассеяние света на свободном покоящемся электроне. В силу релятивистского соотношения между энергией и импульсом фотон с энергией $\hbar\omega$, движущийся со скоростью света c, должен обладать импульсом $\hbar k$, где $\hbar=h/2\pi$ (h — постоянная Планка), $k=\omega/c$. После соударения электрон с массой m приобретает скорость v, импульс $mv/\sqrt{1-\beta^2}$ и кинетич. энергию $mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}-1\right)$, где $\beta=v/c$. Из законов сохранения энергии и сохранения импульса соответственно следует, что

$$\hbar\omega=\hbar\omega'+mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}-1\right), \qquad (1)$$

$$\hbar k=\hbar k'+\frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad (2)$$

где ω и ω' — частота фотона до и после рассеяния. Векторное равенство (2) изображено на рисунке (ϑ — угол рассеяния фотона, φ — угол отдачи электрона). Из выражений (1) и (2) следует ф-ла Комптона для частоты фотона после рассеяния:



$$\omega'=\frac{\omega}{1+\varepsilon(1-\cos\vartheta)}, \qquad (3а)$$

где $\varepsilon=\hbar\omega/mc^2$ — энергия первичного фотона в единицах $mc^2=511$ *кэв*. Т. о., происходит увеличение длины волны $\lambda'-\lambda$ ($\lambda=2\pi c/\omega$, $\lambda'=2\pi c/\omega'$) при рассеянии:

$$\lambda'-\lambda\equiv\Delta\lambda=\lambda_0(1-\cos\vartheta). \qquad (3б)$$

Здесь $\lambda_0=2\pi\lambda_0$, а $\lambda_0=\hbar/mc$ — *комптоновская длина волны* электрона. Из ф-лы (3б) следует, что $\Delta\lambda$ не зависит от λ и что $\Delta\lambda$ максимально при рассеянии назад ($\vartheta=180°$). В пределе больших энергий, когда $\lambda\ll\lambda_0$ ($\hbar\omega\gg mc^2$), длина волны λ' излучения, рассеянного назад, равна $4\pi\lambda_0$ независимо от длины волны λ первичного излучения. Из законов сохранения следует также, что

$$\operatorname{ctg}\varphi=-(1+\varepsilon)\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} \qquad (4)$$

и кинетич. энергия электрона отдачи W' равна

$$W' = \hbar\omega \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon + (1+\varepsilon)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi} \qquad (5)$$

$-\pi/2 \leqslant \varphi \leqslant \pi/2$ при всех ϑ. Если $\vartheta = 180°$, то $\varphi = 0$ и энергия W' максимальна: $W'_{\max} = \hbar\omega \frac{2\varepsilon}{1+2\varepsilon}$.

Для излучения малых энергий, $\varepsilon \ll 1$, ф-ла (3) переходит в соответствующее классич. выражение $\hbar\omega' = \hbar\omega$.

Соотношения (3) — (5) были тщательно проверены Комптоном и другими исследователями в опытах по рассеянию рентгеновских и γ-лучей различными веществами. Ф-ла (5) была проверена Д. В. Скобельцыным, поместившим камеру Вильсона в магнитное поле. Это позволило по трекам электронов отдачи измерить одновременно угол вылета φ и энергию W' электронов отдачи.

С помощью установки, регистрирующей совпадения рассеянных фотонов с электронами отдачи при различных углах ϑ и φ, было установлено, что фотон и электрон всегда разлетаются в направлениях, определяемых законами сохранения импульса и энергии по ф-ле (4) в пределах точности опыта (1°), и регистрируются одновременно с точностью до 10^{-11} *сек*. Эти результаты доказывают, что законы сохранения (1) и (2) строго выполняются в каждом элементарном акте рассеяния.

Видимый свет обычно не претерпевает комптоновского рассеяния, т. к. электрон можно считать свободным только, если энергия первичного кванта заметно превышает энергию связи электрона в атоме. По мере роста атомного номера рассеивателя Z вследствие увеличения энергии связи интенсивность комптоновского рассеяния рентгеновских и γ-лучей падает и параллельно возрастает когерентное рассеяние, происходящее без изменения длины волны. Ф-лы (3) — (5) легко обобщаются на случай рассеяния на движущемся электроне. При этом $\Delta\lambda$ зависит от начальной скорости электрона v_0. При рассеянии на электроне достаточно высокой энергии энергия фотона может даже возрасти. В атоме электроны характеризуются определенным распределением по импульсам, что приводит к уширению комптоновской линии при рассеянии. Учет связи и движения электронов в атоме приводит к поправке к ф-ле Комптона (3б) для смещения центра линии $\Delta\lambda$: $\Delta\lambda = \lambda_0 (1 - \cos\vartheta) - D\lambda^2$, где D возрастает с ростом z. Для рентгеновской линии $K\beta_1$ молибдена, рассеянной углеродом, $D\lambda^2/\lambda_0 \simeq 2{,}4\%$. Полная теория К. я., приводящая к ф-лам для вероятности поляризации и углового распределения рассеянного излучения, дается *квантовой электродинамикой* (см. *Клейна—Нишины формула*).

При небольших энергиях излучения рассеянное излучение полностью поляризовано в случае, если первичное излучение линейно поляризовано, и в случае, если первичное излучение не поляризовано, но $\vartheta = 90°$. При линейной поляризации первичного излучения рассеянные фотоны и комптоновские электроны вылетают преимущественно в плоскости магнитного вектора первичной волны. На этом принципе основаны комптоновские поляриметры для γ-излучения. Зависимость поляризации и интенсивности от направления рассеяния особенно отчетливо выявляется в случае двукратного комптоновского рассеяния (2 последовательных рассеяния). Комптоновское поглощение лучей преобладает над другими механизмами поглощения при энергиях 0,5—5 *Мэв* в Pb и 50 *кэв* — 15 *Мэв* в Al. При меньших энергиях преобладает фотоэффект, при бо́льших — образование пар.

Комптоновское рассеяние может происходить не только на электроне, но и на любой элементарной частице, способной взаимодействовать с электромагнитным излучением, благодаря своему заряду или магнитному моменту. Все ф-лы, основанные на законах сохранения, остаются справедливыми (с заменой m на массу рассматриваемой частицы). Однако эффективные сечения могут быть иными. Комптоновское рассеяние на нуклонах обладает особенностями вследствие наличия у нуклонов мезонного облака. Это явление еще недостаточно изучено.

К. я. широко пользуются в научных исследованиях как средством для изучения γ-излучения ядер, изучения структуры атомов, ядер, элементарных частиц и взаимодействия электромагнитного и ядерного полей.

Лит.: 1) Комптон А., Алисон С., Рентгеновские лучи, пер. с англ., Л.—М., 1941; 2) Шпольский Э. В., Атомная физика, М.—Л., 1951; 3) Блохин М. А., Физика рентгеновских лучей, М., 1953; 4) Курносова Л. В., «УФН», 1954, т. 52, вып. 4, 603.

М. А. Листенгартен, Л. А. Слив.

КОМПТОНОВСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ — величина с размерностью длины, характерная для релятивистских квантовых явлений с участием элементарных частиц. Для частицы с массой m К. д. в. $\lambda_0 = \hbar/mc$, где $\hbar = h/2\pi$ (h — постоянная Планка), c — скорость света. Для электрона $\lambda_0 = 3{,}86151 \times 10^{-11}$ *см*, для протона $\lambda_0 = 2{,}10308 \times 10^{-14}$ *см*. Погрешность в этих значениях К. д. в. определяется погрешностью в $\hbar$, m и c. Через λ_0 выражается изменение длины волны $\Delta\lambda$ электромагнитного излучения при комптоновском рассеянии (см. *Комптона явление*). К. д. в. является единицей длины в той системе единиц, в к-рой принимается $\hbar = m = c = 1$.

К. д. в. дает масштаб длин, при к-рых становятся существенными квантовые релятивистские процессы. Так, пока длина волны рассеиваемого света λ много меньше $\lambda_{0эл}$, не проявляется существование позитронов и поляризация электронного вакуума. Наоборот, если внешнее поле существенно меняется на протяжении λ_0 для к.-л. рода частиц, то возникают либо реальные, либо виртуальные (см. *Поляризация вакуума*) пары частиц и античастиц данного рода. О методах измерения К. д. в. см. [1].

Лит.: Bearden J. A., Thomsen J. S., Supplemento al vol. 5, del «Nuovo Cimento», 1957. № 2, p. 267.

Л. А. Слив, М. А. Листенгартен.

КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — см. *Комптона явление*.

КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ДВОЙНОЕ — образование двух фотонов вместо одного первичного при его рассеянии на свободной заряженной частице. К. р. д. было предсказано на основе *квантовой электродинамики* и впервые наблюдалось в 1952 г. Если энергия фотонов $\geqslant mc^2$ ($mc^2 = 511$ *кэв* — энергия покоящегося электрона) и если вторичные фотоны получают примерно одинаковую энергию, то вероятность К. р. д. на электроне, как эффекта следующего порядка по e^2 (e — элементарный заряд), примерно в 100 раз меньше вероятности обычного комптоновского рассеяния.

Лит.: 1) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 2) Cavanagh P. E., «Phys. Rev.», 1952, v. 87, ser. 2, № 6, p. 1131; 3) Theus R. B. and Beach L. A., там же, 1957, v. 106, ser. 2, № 6, p. 1249.

КОНВЕКТИВНАЯ ДИФФУЗИЯ — распространение примесей в движущейся жидкой или газообразной среде вследствие их переноса макроскопич. течением (конвекции) и диффузии (молекулярной или турбулентной). Для математич. описания К. д. в ламинарном потоке несжимаемой жидкости пользуются ур-нием:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + u\,\nabla s = D\,\Delta s,$$

где s — концентрация диффундирующей примеси, u — скорость макроскопич. течения, D — кинематич. коэфф. молекулярной диффузии; в случае турбулентного потока u — осредненная скорость, а правая часть заменяется выражением для дивергенции тур-

булентного потока примеси (см. *Турбулентная диффузия*). Решение ур-ния К. д., кроме начальных и граничных условий для s, требует знания поля скорости. Неоднородность поля скорости может создавать качественное отличие процессов распространения примесей по сравнению с диффузией в неподвижной среде. Напр., в плоско-параллельном потоке, скорость к-рого линейно зависит от поперечной координаты, дисперсия примеси вдоль потока пропорциональна кубу времени, а не 1-й степени, как при диффузии в неподвижной среде. *А. С. Монин.*

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН — самопроизвольный процесс переноса тепла в подвижных средах с неоднородным полем температуры, осуществляемый посредством *конвекции* и *теплопроводности*. К. т. существенно зависит от физ. свойств и характера движения среды (жидкости, газа или сыпучего тела), к-рое может происходить под действием внешних сил (напорное течение в трубах, движение тела в атмосфере) или вызываться подъемной силой, возникающей при наличии градиентов плотности, обусловленных неоднородным полем темп-ры в среде. В 1-м случае говорят о К. т. при вынужденной конвекции, во 2-м — о К. т. при естественной конвекции. Если К. т. сопровождается фазовыми переходами, то, в отличие от К. т. в однофазной среде, его наз. К. т. при изменении агрегатного состояния. Кроме того, процессу К. т. могут сопутствовать хим. реакции, выделение тепла внутр. источниками, диссипация энергии и др. явления. К. т. между поверхностью твердого тела и движущейся средой наз. конвективной теплоотдачей, к-рая и представляет наибольший интерес для технич. приложений.

Для теоретич. анализа К. т. необходимо исследовать поле темп-ры в движущейся среде. Оно описывается ур-нием энергии, к-рое выражает 1-й закон термодинамики применительно к движущемуся элементарному объему жидкости. Для потока однофазной, химически однородной, сжимаемой жидкости ур-ние энергии [1, 3, 4, 6, 13] имеет вид

$$\rho c_p \frac{DT}{d\tau} = \Phi - \frac{T}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p \frac{Dp}{d\tau} - \operatorname{div} q, \qquad (1)$$

где T и p — абс. темп-ра и давление в потоке жидкости; τ — время; $\frac{D}{d\tau} \equiv \frac{\partial}{\partial \tau} + \sum_{i=1}^{3} w_i \frac{\partial}{\partial x_i}$ — субстанциональная производная; x_i и w_i — декартовы координаты и проекции вектора скорости $\boldsymbol{w}$ на них; $q = -\lambda \operatorname{grad} T$ — плотность теплового потока, обусловленная теплопроводностью;

$$\Phi \equiv A\mu \left\{ \sum_{i,\, j=1}^{3} \left[2\left(\frac{\partial w_i}{\partial x_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_i}{\partial x_j} + \frac{\partial w_j}{\partial x_i}\right)^2 \right] - \frac{2}{3} (\operatorname{div} \boldsymbol{w})^2 \right\}$$

— диссипативная ф-ция, учитывающая теплоту трения; ρ, μ, λ, c_p — физ. параметры жидкости: плотность, вязкость, коэфф. теплопроводности и уд. теплоемкость при постоянном давлении (отнесенная к единице массы), к-рые в общем случае являются известными ф-циями T и p; $A = {}^1/_{427}$ *ккал/кГм* — тепловой эквивалент механич. энергии.

В общем случае ур-ние (1), содержащее 5 неизвестных ф-ций (T, p и w_x, w_y, w_z), может быть решено только совместно с системой ур-ний, описывающих течение вязкой жидкости (см. *Гидромеханика*). Если изменения свойств жидкости с темп-рой несущественны, то система гидродинамич. ур-ний решается независимо от ур-ния энергии. Тогда ур-ние (1) можно решать самостоятельно, используя найденное из гидродинамич. ур-ний распределение скорости и давления.

Для решения конкретной задачи К. т. должны быть заданы гидродинамические и тепловые граничные условия, а при нестационарном режиме — еще и начальные условия. Нестационарный режим К. т. изучен еще недостаточно, и его обычно рассчитывают так же, как стационарный при заданных мгновенных граничных условиях. Опубликованы решения отдельных задач нестационарного К. т. [2]. При стационарном режиме в качестве граничных условий обычно задают темп-ру T_0, давление p_0 и скорость w_0 в невозмущенном потоке (при внешнем обтекании тел — вдали от тела, при течении в каналах — на входе в канал), а на стенке относительную скорость жидкости принимают равной нулю (условие прилипания). Тепловые условия на стенке чаще всего задают указанием распределения на ней либо темп-ры T_c, либо плотности теплового потока q_c. В задачах К. т. при задании одного из этих параметров 2-й всегда является искомой величиной. Решение задач К. т. в такой общей постановке связано с пока непреодоленными математич. трудностями. Однако во многих случаях система ур-ний может быть значительно упрощена. Для задач К. т. при больших числах Рейнольдса, представляющих наибольший практич. интерес, это достигается применением методов теории пограничного слоя [3, 4, 5], позволяющих рассчитать К. т. и сопротивление трения при внешнем обтекании тел, при течении в соплах, решетках профилей и в др. случаях.

Решение системы ур-ний, описывающих К. т., дает распределение температуры в потоке, зная которое, можно определить тепловой поток на стенке. Так как на стенке жидкость неподвижна, то передача тепла на границе жидкость — стенка осуществляется только теплопроводностью. Тогда, по закону Фурье, $q_c = -\lambda\, (\partial T/\partial n)_{n=0}$, где n — расстояние по нормали к поверхности стенки. Отношение местной плотности теплового потока q_c к местной разности температур на стенке t_c и в потоке $t_{пот}$ наз. местным коэффициентом теплоотдачи $\alpha = q_c/(t_c - t_{пот})$. Зависимость α от темп-рных условий (t_c, $t_{пот}$ или их разности) обычно не велика. Если же физ. свойства жидкости в заданном интервале темп-р постоянны, то α не зависит от разности темп-р, и тогда q_c пропорционально $(t_c - t_{пот})$ (закон Ньютона — Рихмана). При внешнем обтекании тел за $t_{пот}$ принимается темп-ра в невозмущенном потоке t_0, а при течении в трубах — средняя калориметрическая температура жидкости в рассматриваемом сечении: $t_ж = (1/G)\int_f t\rho w_x df$, где f — сечение трубы, G — секундный расход жидкости через трубу. Пользуются также понятием среднего коэффициента теплоотдачи, к-рый можно определить различными способами и, в частности, как $\alpha = Q/F\Delta t$, где Q/F — средняя по поверхности плотность теплового потока, Δt — нек-рое среднее значение разности темп-р между стенкой и жидкостью.

Из рассмотрения системы ур-ний и граничных условий, описывающих течение жидкости (газа) с постоянными физ. свойствами в геометрически подобных системах с постоянной темп-рой стенки, следует:

$$q_c/\lambda = f(x_{ci},\ w_0,\ \nu,\ a,\ l_0,\ t_c - t_0), \qquad (2)$$

где x_{ci} — координаты точки на стенке; w_0 — характерная скорость (напр., скорость набегающего потока или средняя скорость на входе в канал); $\nu \equiv \mu/\rho$ — кинематич. вязкость; $a \equiv \lambda/\rho c_p$ — коэфф. температуропроводности; l_0 — характерный линейный размер (напр., диаметр трубы или хорда профиля крыла).

Методами теории подобия (см. *Подобия теория*) или теории размерностей [3, 7, 8] зависимость (2) можно представить в безразмерном виде:

$$Nu = F(X_{ci},\ Re,\ Pr). \qquad (3)$$

В ур-ние входят след. критерии подобия: $Nu \equiv q_c l_0/(t_c - t_0)\lambda \equiv \alpha l_0/\lambda$ — *Нуссельта число*, характеризующее теплоотдачу; $Re \equiv w_0 l_0/\nu$ — *Рейнольдса число*, характеризующее соотношение инерционных сил и сил вязкости; $Pr \equiv \nu/a \equiv \mu c_p/\lambda$ — *Прандтля число*, характеризующее свойства жидкости в отношении переноса импульса и тепла; $X_{ci} = x_{ci}/l_0$ — безразмерные координаты. В общем случае в ур-ние (3) должны войти дополнительные критерии, получаемые из соотношений, учитывающих зависимость физ. параметров от темп-ры и, строго говоря, давления [3, 6, 7, 8].

Так, чтобы учесть влияние естественной конвекции, обусловленной разностью плотностей в потоке, необходимо ввести зависимость ρ от t. При слабом изменении ρ можно принять $\rho = \rho_0(1-\beta t)$. В этом случае в ур-нии появится еще один критерий — *Грасгофа число* $Gr \equiv g\beta\Delta t l_0^3/\nu^2$.

Когда движение жидкости обусловлено только подъемной силой (чистый случай естественной конвекции), скорость вдали от стенки равна нулю. Следовательно, $Re \equiv 0$ и $Nu = F_2(X_{ci},\ Gr,\ Pr)$.

Для капельной жидкости зависимость физ. параметров от давления пренебрежимо мала, а изменение темп-ры значительно влияет только на вязкость. В 1-м приближении влияние вязкости на К. т. можно учесть введением в критериальное ур-ние отношения ее значений на стенке и в потоке (μ_c/μ_0).

Для газов приблизительно постоянной сохраняется только теплоемкость. Изменение их плотности подчиняется *Клапейрона уравнению* $p/\rho = RT$ (где R — газовая постоянная); коэфф. вязкости μ и теплопроводности λ практически не зависят от давления и примерно одинаково зависят от темп-ры. Эту зависимость можно выразить степенной ф-лой $\mu/\mu_0 = (T/T_0)^m$.

При течении газа с высокой скоростью ρ может значительно изменяться в зависимости от p, что приводит к критерию $p_0/\rho_0 w_0^2 = 1/kM_0^2$ (где $k \equiv c_p/c_V$ — показатель адиабаты, $M_0 = w_0/a_0$ — *М-число*, a_0 — скорость звука в невозмущенном потоке). Кроме того, существенное значение приобретает диссипация энергии, которую можно учесть с помощью критерия $Aw_0^2/c_pT_0 = (k-1)M_0^2$. Зависимость ρ, μ, λ от темп-ры учитывается с помощью темп-рного фактора $\Theta = T_c/T_0$ и показателя степени m. Т. о., для течения газа с большой скоростью $Nu = F_3(X_{ci},\ Re,\ Pr,\ M_0,\ \Theta,\ k,\ m)$. Если газ движется медленно, то числа M_0 и k из ур-ния выпадают.

Вид ф-ций F в критериальных ур-ниях зависит от режима течения жидкости (ламинарный или турбулентный), а также от граничных условий и геометрии системы. Наиболее простым и хорошо изученным является *ламинарное течение*. Задачи К. т. при ламинарном течении могут быть достаточно строго сформулированы математически и решены точно или приближенно [3, 5, 11].

В определенных условиях ламинарное течение теряет устойчивость и переходит в турбулентное. При *турбулентном течении* в потоке образуются вихри, перемешивающие поток и порождающие пульсации скорости, тем-ры и др. параметров. Т. о., турбулентное течение по своей природе нестационарно даже в том случае, когда граничные условия остаются неизменными во времени.

Анализ К. т. при турбулентном течении базируется на полуэмпирич. теории турбулентности, к-рая исходит из рассмотрения осредненных во времени значений параметров потока [5]. Система ур-ний для осредненных величин сохраняет такую же структуру, как и для актуальных (действительных) значений, но при осреднении ур-ний движения и энергии в них появляются дополнит. члены, выраженные через осредненные значения произведений пульсаций скорости, темп-ры и др. параметров. Эти члены характеризуют дополнительный турбулентный обмен импульсом и энергией. Система ур-ний становится незамкнутой. Для определения связи между пульсациями и осредненными параметрами течения пользуются гипотезами Прандтля или Кармана о механизме турбулентного обмена [5]; кроме того, предполагается, что механизм переноса тепла идентичен механизму переноса количества движения (гипотеза Рейнольдса) [3, 4]. Эти гипотезы позволяют замкнуть систему осредненных ур-ний движения и энергии и рассчитать в ряде случаев поля осредненной скорости и темп-ры, теплообмен и сопротивление трения [3, 4, 5]. Гипотезы Прандтля и Кармана нельзя считать совершенными, т. к. они не могут объяснить многие явления, известные из опыта (напр., поведение потока у стенки или на внешней границе пограничного слоя). Поэтому изучение К. т. при турбулентном течении в большинстве случаев проводится экспериментально. Функциональные зависимости между критериями подобия, описывающие процесс К. т., обычно сложны. В ряде случаев в узких диапазонах изменения определяющих критериев эти зависимости можно аппроксимировать простыми критериальными ур-ниями. Простыми интерполяционными ф-лами пользуются и для представления численных результатов теоретич. расчетов.

Простейшая задача К. т. при внешнем обтекании тел — задача о теплоотдаче плоской изотермич. пластинки в продольном потоке несжимаемой жидкости, физ. свойства которой не зависят от темп-ры. При ламинарном пограничном слое получается: $Nu_x = 0{,}332\ Re_x^{1/2}\ Pr^{1/3}$, где $Nu_x \equiv \alpha x/\lambda$; $Re_x \equiv \rho w_0 x/\mu$; x — расстояние от передней кромки пластины. При турбулентном течении в пограничном слое (обычно при $Re_x > 5\cdot 10^5$) местную теплоотдачу пластинки можно определить по эмпирич. ф-ле: $Nu_x = 0{,}029\ Re_x^{0,8} Pr^{1/3}$. К. т. при продольном обтекании плоской пластинки достаточно хорошо изучен; имеются теоретич. ф-лы и опытные данные для расчета теплоотдачи с учетом таких явлений, как диссипация энергии, зависимость физ. параметров от темп-ры, изменение темп-ры поверхности по длине и др. Нек-рые из этих вопросов рассмотрены в статье *Аэродинамический нагрев*.

Другой важной задачей теории К. т. является расчет теплообмена при движении жидкости в трубах. Обычно различают 3 режима течения жидкости: вязкостный (ламинарный), вязкостно-гравитационный и турбулентный.

Вязкостный режим течения наблюдается при $Re < Re_{крит}$ и отсутствии естественной конвекции ($Gr\cdot Pr < 7\cdot 10^5$). При вязкостном течении в круглой трубе с вполне развитым (параболическим) профилем скорости при неизменных физ. свойствах жидкости местное число $Nu \equiv \alpha d/\lambda = f\left(\frac{1}{Pe}\cdot\frac{x}{d}\right)$, где $\alpha \equiv q_c/(t_c - t_ж)$; $Pe \equiv \bar{w}d/a \equiv Re\cdot Pr$ — число Пекле, $\bar{w}$ — средняя скорость, d — диаметр трубы, x — расстояние от начала обогреваемого участка. Вид ф-ции f зависит от граничных условий (рис. 1).

При вязкостном течении в начальном участке круглой трубы (или в коротких трубах) при параболич. профиле скорости на входе и $t_c \approx \text{const}$ можно вычислить α с помощью полуэмпирич. ф-лы: $Nu_c =$

$= C\left(\frac{1}{Pe_г}\cdot\frac{x}{d}\right)^{-1/3}\left(\frac{\mu_c}{\mu_ж}\right)^{-n}$, где $C = 1{,}03$ и $n = 1/6$ при $0{,}08 < \mu_c/\mu_ж < 10$; $C = 0{,}93$ и $n = 1/8$ при $10 < \mu_c/\mu_ж < 1\,500$. Индексы «ж», «с» и «г» означают, что физ. параметры жидкости выбираются, соответственно, при темп-рах $t_ж$, t_c и $t_г \equiv 0{,}5\,(t_ж + t_c)$. Ф-ла справедлива при $60 < Pe_г \cdot \frac{d}{x} < 62 \cdot 10^4$.

При вязкостно-гравитационном течении ($Re < Re_{крит}$, $Gr \cdot Pr > 7 \cdot 10^5$) теплоотдача выше, чем при вязкостном течении, в тем большей степени, чем больше $Gr \cdot Pr$, и существенно зависит от взаимного направления вынужденной и естественной конвекции.

Для расчета теплоотдачи при турбулентном течении в трубах широкое распространение получила ф-ла [6] $Nu_ж = 0{,}021\, Re_ж^{0,8}\, Pr^{0,43}\psi$, где $\psi = (Pr_c/Pr_ж)^{-0,25}$ — коэфф., учитывающий влияние на теплоотдачу зависимости физ. свойств жидкости от темп-ры.

Последние экспериментальные и теоретич. исследования показали, что зависимость числа Nu от чисел

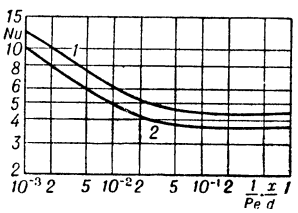


Рис. 1. Изменение теплоотдачи по длине трубы при вязкостном режиме течения для двух граничных условий: 1) q_c = const, 2) t_c = const.

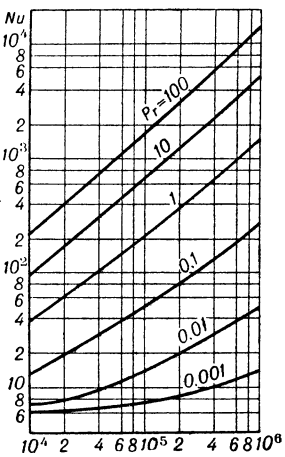


Рис. 2. Зависимость Nu от Re и Pr при турбулентном течении в трубе жидкости с постоянными физ. свойствами.

Re и Pr (рис. 2) получается более сложной. В диапазоне чисел $10^4 < Re < 10^6$ и $0{,}7 < Pr < 200$ она хорошо описывается ф-лой [9]:

$$Nu_ж = \frac{0{,}125\,\xi\, Re_ж\, Pr_ж}{4{,}5\,\sqrt{\xi}\,(Pr^{2/3} - 1) + 1{,}07}\,\psi_1, \qquad (4)$$

к-рая получена интерполяцией теоретич. расчета для жидкости с постоянными физ. свойствами. Здесь $\xi = (1{,}82\ \lg Re_ж - 1{,}64)^{-2}$ — коэфф. гидравлич. сопротивления, ψ_1 — эмпирич. поправка, учитывающая влияние изменения вязкости. Для капельных жидкостей $\psi_1 = (\mu_c/\mu_ж)^n$, где $n = -0{,}11$ при $0{,}08 < \mu_c/\mu_ж < 1$ и $n = -0{,}25$ при $1 < \mu_c/\mu_ж < 40$. Для газа $\psi_1 = 1$, и физ. параметры определяют при темп-ре газа $t_г$. Ф-лу (4) можно применять для расчета α в трубах на расстоянии от входа $x > 10d$ и α для труб длиной $x > 60d$. Для более коротких труб теплоотдача выше.

В ядерных энергетич. установках применяются жидко-металлич. теплоносители, что потребовало изучения теплообмена в потоках жидких металлов. Жидкие металлы обладают весьма высокой теплопроводностью и, соответственно, низкими значениями Pr (от 0,005 до 0,05). Соотношение между молекулярной и турбулентной теплопроводностью в потоке жидкого металла совершенно иное, чем для обычных жидкостей, что непосредственно влияет на характер зависимости Nu от Re и Pr (рис. 2). Поэтому, напр., ф-ла [4] для жидких металлов не справедлива. Местную (при $x > 10d$) и среднюю (при $x > 30d$) теплоотдачу при турбулентном течении жидких металлов в трубах можно рассчитывать по ф-ле

$$Nu_ж = 5 + 0{,}14\, Pe_ж^{0,8}, \qquad (5)$$

справедливой при $10^4 < Re_ж < 6{,}5 \cdot 10^5$, $4 \cdot 10^{-3} < Pr_ж < 3 \cdot 10^{-2}$ и $2 \cdot 10^2 < Pe_ж < 2 \cdot 10^4$ и условии удовлетворительной очистки металлов от окислов. При вычислении α по ф-лам (4) и (5) значения физ. параметров берут при темп-ре $t_ж = 0{,}5\,(t_{ж1} - t_{ж2})$, где $t_{ж1}$ и $t_{ж2}$ — темп-ры жидкости на входе и выходе из трубы. При расчете теплообмена в трубах различают 2 характерных случая: 1) задана постоянная темп-ра стенки (t_c = const) и 2) задана постоянная плотность теплового потока на стенке (q_c = const). В 1-м случае температурный напор между стенкой и жидкостью ($t_c - t_ж$) убывает по длине трубы (рис. 3, *а*). При α = const средний темп-рный напор $\overline{\Delta t} = (t_{ж2} - t_{ж1})/\ln\,[(t_c - t_{ж1})/(t_c - t_{ж2})]$; тогда

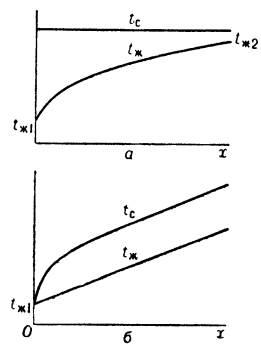


Рис. 3. Изменение темп-ры жидкости и темп-ры стенки по длине трубы: *а*) t_c = const, *б*) q_c = const.

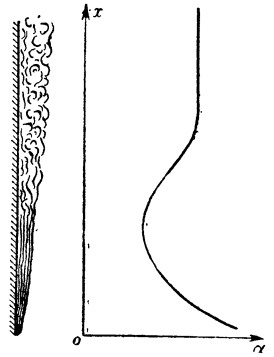


Рис. 4. Характер течения и изменение теплоотдачи вдоль вертикальной стенки при естественной конвекции.

$\bar{\alpha} \equiv Q/\pi d l \overline{\Delta t} = \alpha$. Во 2-м случае (рис. 3, *б*) темп-ра жидкости изменяется линейно по длине трубы $t_ж = t_{ж1} + 4q_c x/\rho c_p w d$, темп-ра стенки $t_c = t_ж + q_c/\alpha$. При α = const (что наблюдается на некотором расстоянии от входа) t_c также изменяется линейно, а темп-рный напор остается постоянным.

При естественной конвекции жидкости вблизи нагретой вертикальной стенки (рис. 4) течение в нижней ее части ламинарно. По мере удаления от нижней кромки стенки в связи с нарастанием толщины пограничного слоя, местный коэфф. теплоотдачи убывает. Средняя теплоотдача определяется ур-нием $Nu_г = C\,(Gr_г Pr_г)^{1/4}$, где C зависит от $Pr_г$:

$Pr_г$	0,73	10	100	1 000
C	0,517	0,612	0,652	0,653

На расстоянии x от нижней кромки стенки, соответствующем $Gr_x \equiv g\beta x^3\,(t_c - t_0)/\nu^2 = 4 \cdot 10^8$, в пограничном слое появляются волны малых возмущений. В результате их развития и взаимодействия при достаточно больших значениях Gr_x в пограничном слое устанавливается турбулентное течение. В этом случае $Nu \sim (Gr \cdot Pr)^{1/3}$ и, следовательно, коэфф. теплоотдачи $\alpha \equiv q_c/(t_c - t_0)$ перестает зависеть от линейного размера.

Теория К. т. при изменении агрегатного состояния включает 2 основных раздела: теплообмен при кипении жидкости (см. *Кипение*) и теплообмен при конденсации пара (см. *Конденсация*).

Одним из наиболее сложных процессов К. т., связанных с изменением агрегатного состояния вещества, является а б л я ц и я. Она включает совокупность физ. и физ.-хим. процессов, сопровождающих унос вещества с поверхности твердого тела в потоке газа большой скорости и высокой темп-ры. К таким процессам относятся: нестационарный прогрев твердого вещества; его механич. разрушение; плавление и испарение (или сублимация); хим. разложение вещества, унос жидкой пленки или сдувание твердых частиц поверхности, подвод массы в пограничный слой, диссипация энергии и хим. реакции в пограничном слое. Абляция — один из эффективных способов тепловой защиты космич. аппаратов, входящих в атмосферу.

Лит.: 1) Б о с в о р т Р. Ч. Л., Процессы теплового переноса, пер. с англ., М., 1957; 2) S p a r r o w E. M., S i e g e l R., Unsteady turbulent heat transfer in tubes, «J. of heat transfer., ser. C.», 1960, v. 82, № 3, p. 170—80; S i e g e l R., Heat transfer for laminar flow in ducts with arbitrary time variations in wall temperature, N. Y., 1959; 3) Г р е б е р Г., Э р к С. и Г р и г у л л ь У., Основы учения о теплообмене, пер. с нем., М., 1958; 4) К у т а т е л а д з е С. С., Основы теории теплообмена, М. — Л., 1957; 5) Л о й ц я н с к и й Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М., 1957; 6) М и х е е в М. А., Основы теплопередачи, 3 изд., М.—Л., 1956; 7) П е т у х о в Б. С., Опытные изучения процессов теплопередачи, М.—Л., 1952; 8) В о с к р е с е н с к и й К. Д., Сборник расчетов и задач по теплопередаче, 2 изд., М.—Л., 1959; 9) П е т у х о в Б. С. и К и р и л л о в В. В., К вопросу о теплообмене при турбулентном течении жидкости в трубах, «Теплоэнергетика», 1958, № 4; 10) Справочник машиностроителя, т. 2, 3 изд., М., 1960, гл. 3; 11) Я к о б М., Вопросы теплопередачи, пер. с англ., М., 1960; 12) M c A d a m s W. H., Heat transmission, 3 ed., N. Y., 1954; 13) Современное состояние аэродинамики больших скоростей, под ред. Л. Хоуарта, пер. с англ., т. 1, М., 1955.

Б. С. Петухов, В. В. Кириллов.

КОНВЕКЦИОННЫЙ ТОК — перенос электрич. зарядов, осуществляемый перемещением заряженного тела. Ток проводимости отличается от К. т. тем, что представляет собой перенос электрич. заряда относительно тела (упорядоченное движение относительно тела заряженных микрочастиц — электронов, ионов и т. п.). С точки зрения электронной теории, любой перенос зарядов в конечном счете обусловлен конвекцией (перемещением) заряженных микрочастиц, и, следовательно, все виды тока, кроме *тока смещения* в вакууме, сводятся к микроскопич. К. т. Этим объясняется полная тождественность магнитных свойств К. т. и тока проводимости, установленная Г. Роуландом (1879 г.) и А. А. Эйхенвальдом (1903 г.).

КОНВЕКЦИЯ в а т м о с ф е р е — более или менее упорядоченный вертикальный обмен воздуха. Сильно развитая К. охватывает значительную часть тропосферы и приводит к образованию мощных кучево-дождевых (грозовых) облаков. К. может быть теплового (термич. К.) и динамич. происхождения. Термич. К. возникает вследствие неравномерного нагревания нижних слоев воздуха. Динамич. К. связана с прохождением атмосферных фронтов и вызывается подтеканием холодного воздуха под более теплый и вытеснением последнего вверх. Интенсивность К. определяется в основном степенью влажнонеустойчивости атмосферы. Развитию К. препятствуют *инверсии температуры* и изотермич. слои. Наибольшего развития термич. К. над сушей достигает летом в послеполуденные часы, а над морем зимой.

Лит.: 1) А в е р к и е в М. С., Метеорология, М., 1951; 2) Курс метеорологии (Физика атмосферы), под ред. П. Н. Тверского, Л., 1951; 3) Х р г и а н А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., М., 1958.

В. А. Белинский.

КОНВЕКЦИЯ — перенос тепла внутри области, заполненной жидкой, газообразной или сыпучей средой, вследствие перемещения вещества этой среды. Различают естественную, или свободную, и вынужденную К. При е с т е с т в е н н о й К. перемещение вещества происходит исключительно вследствие различия темп-р в отдельных местах среды и вызванного им различия плотностей. Интенсивность К. при этом тем больше, чем больше разность темп-р, теплопроводность и коэфф. объемного расширения вещества, чем меньше его вязкость. При в ы н у ж д е н н о й К. перемещение вещества происходит гл. обр. под воздействием внешнего побудителя (насоса, мешалки и т. п.). Интенсивность переноса при этом зависит не только от перечисленных выше факторов, но и от скорости вынужденного движения. С помощью К. происходит нагревание или охлаждение жидкостей и газов как в природных условиях, так и в различных технич. устройствах (см. *Конвективный теплообмен*).

З. Л. Миропольский.

КОНВЕРСИОННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ — электроны атомной оболочки, выброшенные из атома в результате *конверсии внутренней*. На рис. 1 изображен спектр

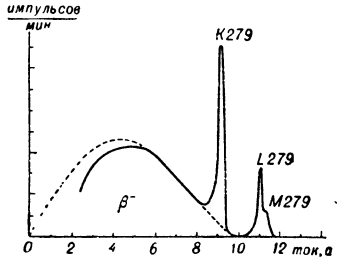


Рис. 1. *K*-, *L*- и *M*-линии конверсионных электронов γ-перехода 279 *кэв* на фоне сплошного β-спектра при распаде радиоактивной ртути $Hg^{203} \rightarrow Tl^{203}$, полученные с помощью магнитного β-спектрометра (разрешение 3%), *L*- и *M*-линии разделены неполностью, L_I, L_{II}, L_{III}-линии не разделены. Пунктир — экстраполяция β-спектра к началу координат с учетом поправок на поглощение электронов малых энергий в источнике. По оси ординат — число импульсов, регистрируемое спектрометром. По оси абсцисс — ток в спектрометре, определяющий энергию регистрируемых электронов.

К. э. при распаде ртути $Hg^{203} \rightarrow Tl^{203}$, полученный на β-спектрометре. На фоне сплошного β-спектра, обязанного своим происхождением β-распаду ядра ртути (рис. 2), видны *K*-, *L*- и *M*-линии К. э., выброшенных соответственно из *K*-, *L*- и *M*-слоев атомной оболочки таллия. Для ядер со сложной схемой распада и с большим количеством γ-переходов количество конверсионных линий в β-спектре может быть значительно больше, чем на рис. 1.

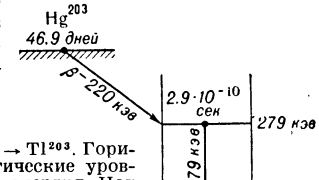


Рис. 2. Схема распада $Hg^{203} \rightarrow Tl^{203}$. Горизонтальные линии — энергетические уровни. Справа от уровня — его энергия. Над уровнем — период полураспада. Наклонная стрелка — β-переход. Вертикальная — γ- (и конверсионный) переход. Возле стрелок — энергия перехода в *кэв*.

Энергии К. э., к-рые удается удовлетворительно измерять, лежат в пределах ≈5—5 000 *кэв*.

Кинетич. энергия К. э. E_i, вылетевшего из *i*-того слоя оболочки атома, определяется законом сохранения энергии:

$$E_i = \hbar\omega - \varepsilon_i \quad (i = K,\ L_I,\ L_{II} \text{ и т. д.}). \qquad (1)$$

Здесь $\hbar\omega$ — энергия ядерного перехода (279 *кэв* в случае распада $Hg^{203} \rightarrow Tl^{203}$); эту энергию имеют γ-лучи, излучаемые в том же переходе; ε_i — энергия связи электрона в *K*, L_I, L_{II} и т. д. слое или подслое оболочки атома этого элемента, в к-ром происходит конверсионный переход (в данном случае таллия). Равенство (1) широко используется для нахождения энергий ядерных переходов $\hbar\omega$ по измеренным с помощью β-спектрометра энергиям К. э. Разность энергий двух конверсионных линий (напр., *K* и *L* на рис. 1) равна разности энергий связи электрона на

соответствующих оболочках. Это позволяет определить, в каком именно элементе происходит конверсия.

Важной характеристикой процесса испускания К. э. является коэффициент внутренней конверсии (КВК, см. *Конверсия внутренняя*). Существующими методами удается удовлетворительно измерить КВК, лежащие в пределах $10^{-4} \leq \alpha \leq 10^2$. В случае достаточно больших значений КВК, в т. ч. и в случае $\alpha > 10^2$, успешно измеряются отношения КВК на оболочках и подоболочках. Прямой путь измерения КВК состоит в измерении в отдельности числа испущенных при радиоактивном распаде К. э. N_e и числа испущенных за то же время γ-квантов N_γ; последнее определяется γ- (или β-) спектрометрами. Число К. э. N_e (или N_K, N_L и т. д.) определяется β-спектрометром:

$$N_e = N'_e/D, \qquad (2)$$

где D — эффективность прибора (отношение числа электронов, зарегистрированных прибором N'_e, к полному числу электронов данной энергии N_e, испущенных препаратом). Величина N'_e определяется непосредственным подсчетом числа импульсов (напр., по рис. 1 или 3). Другой метод определения числа К. э. основан на том, что после вылета K-конверсионных электронов вакансии в K-оболочке заполняются с излучением рентгеновских лучей K-серии. По числу рентгеновских квантов, измеренному γ-спектрометром, можно сосчитать число вакансий, т. е. число N_K. Последний метод применим при условии, что вакансии в электронной оболочке возникают только в результате конверсии.

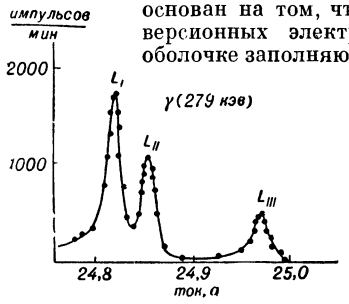


Рис. 3. L-конверсионная линия γ-перехода 279 *кэв* в распаде $Hg^{203} \rightarrow Tl^{203}$, полученная с помощью магнитного β-спектрометра с высоким разрешением (разрешение 0,07%). L — конверсионная линия полностью разделена на 3 составляющих: L_I, L_{II} и L_{III} с отношением ≈ 3 : 2 : 1. По осям — то же, что на рис. 1.

Если из схемы распада можно заключить, что за каждой β-частицей следует γ- или конверсионный переход (как раз это имеет место в случае распада Hg^{203}, см. рис. 2), то возможен 3-й путь определения КВК. Площадь сплошного β-спектра на рис. 1 пропорциональна числу $N_e + N_\gamma$ — полному числу переходов $Hg^{203} \rightarrow Tl^{203}$. Отношение площади β-спектра к площади конверсионного K-пика $(N_e + N_\gamma)/N_K$ равно

$$(N_e + N_\gamma)/N_K \approx 1 + \frac{N_L + N_M}{N_K} + \frac{1}{\alpha_K}. \qquad (3)$$

Из рис. 1 было найдено, что $(N_e + N_\gamma)/N_K = 8{,}5$, $(N_L + N_M)/N_K = 0{,}4$, и по формуле (3) получено $\alpha_K = 0{,}141 \pm 0{,}015$ [3] для перехода 279 *кэв* в Tl^{203}. Высокую точность может дать также метод измерения КВК по сравнению числа К. э. и фотоэлектронов. При помощи β-спектрометра измеряется отношение числа К. э. N_e к числу фотоэлектронов N_f, выбитых γ-лучами из электронной оболочки атомов мишени, поставленной на пути γ-лучей. По числу фотоэлектронов N_f определяется число γ-квантов N_γ. Для этого надо знать эффективное сечение фотоэффекта τ (число фотоэлектронов на 1 γ-квант) для вещества мишени и геометрич. характеристики экспериментальной установки. Т. о., из измеренного отношения N_e/N_f находится отношение $N_e/N_\gamma = \alpha$. Этим методом для перехода 279 *кэв* Tl^{203} было найдено $\alpha_K = 0{,}160 \pm 0{,}015$ [5].

Существует еще метод измерения КВК, основанный на сравнении числа К. э. N_{e_1} и числа γ-квантов N_{γ_1} в переходе, КВК к-рого измеряется (α_1) с числом К. э. N_{e_2} и числом γ-квантов N_{γ_2} перехода, для к-рого КВК уже известен (α_2). Тогда

$$\alpha_1 = \alpha_2 (N_{\gamma_2}/N_{\gamma_1}) \cdot (N_{e_1}/N_{e_2}). \qquad (4)$$

Существуют также методы измерения КВК, основанные на счете числа совпадений при регистрации К. э. и β-частиц, βγ-совпадений [6] и др.

Об угловых корреляциях К. э. см. *Угловые распределения и угловые корреляции*.

Лит.: 1) Грошев Л. В., Шапиро И. С., Спектроскопия атомных ядер, М., 1952, гл. III, VI, разд. 3; 2) Вапстра А. Х., Нийх Г., Ван Лишут Р., Таблицы по ядерной спектроскопии, пер. с англ., М., 1960; 3) Wapstra A. H. [e. a.], «Physica», 1954, dl 20, № 3, p. 169; 4) их же, «Nucl. Phys.», 1958/59, v. 9, № 3, p. 528; 5) Stockendal R., «Arkiv fys.», 1960, bd 17, № 34, s. 579; 6) Pettersson B. G. [a.o.], «Nucl. Phys.», 1961, v. 24, № 2, p. 243.

Л. А. Слив, М. А. Листенгартен.

КОНВЕРСИЯ ВНУТРЕННЯЯ (гамма-лучей) — процесс, заключающийся в том, что атомное ядро при переходе из возбужденного состояния в другое состояние с меньшей энергией отдает энергию непосредственно одному из электронов атомной оболочки, в результате чего электрон вылетает из атома. Энергия возбуждения может быть излучена также в виде γ-кванта. Энергия конверсионного электрона меньше, чем энергия γ-лучей данного ядерного перехода, на величину энергии связи электрона в атоме. К. в. — не простой фотоэффект γ-лучей на атомных электронах, а является дополнительным к γ-излучению путем разрядки возбужденного ядра. При небольших энергиях возбуждения вероятность разрядки ядра, окруженного электронной оболочкой, может быть в сотни раз больше вероятности разрядки голого ядра.

При К. в. так же, как и при γ-излучении, атомный номер элемента Z и массовое число A не изменяются.

Если энергия возбуждения ядра больше, чем удвоенная энергия покоя электрона $2mc^2 = 1\,022$ *кэв*, то наряду с обычной К. в. и γ-излучением возможен еще один процесс без изменения Z и A: К. в. с образованием электронно-позитронных пар (см. ниже).

Коэффициент внутренней конверсии. Отношение вероятности N_e испускания конверсионного электрона к вероятности N_γ испускания γ-квантов в том же переходе наз. коэффициентом внутренней конверсии γ-лучей (КВК, обозначается α):

$$\alpha = N_e/N_\gamma. \qquad (1)$$

Полный КВК α_T равен:

$$\alpha_T = (N_K + N_L + N_M + \ldots)/N_\gamma = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \ldots.$$

Здесь N_K, N_L, N_M и т. д. означают числа конверсионных электронов, вылетающих из K-слоя, L-слоя и т. д. атомной оболочки. $\alpha_K = N_K/N_\gamma$, $\alpha_L = N_L/N_\gamma$ — КВК на соответствующих оболочках. Отношения КВК на разных оболочках и подоболочках обозначаются сокращенно след. образом:

$$K/L = \alpha_K/\alpha_L, \quad L_I/(L_{II} + L_{III}) = \alpha_{L_I}/(\alpha_{L_{II}} + \alpha_{L_{III}})$$

и т. д.

Общее число переходов между двумя определенными энергетич. уровнями ядра равно:

$$N_e + N_\gamma = N_\gamma (1 + \alpha_T). \qquad (2)$$

Величина КВК зависит от 1) энергии ядерного перехода $\hbar\omega$, 2) атомного номера Z элемента, в к-ром происходит К. в., 3) оболочки (или подоболочки), из к-рой выбивается конверсионный электрон, 4) мультипольности γ-излучения.

Сильная зависимость КВК от мультипольности является особенностью КВК (и отношений КВК на разных подоболочках), наиболее важной для ядерной физики. Для данных Z и $\hbar\omega$ КВК большей частью увеличивается с увеличением порядка мультипольности l, к-рый определяется величиной углового момента, отдаваемого ядром γ-кванту или конверсионному электрону при ядерном переходе (подробнее о мультипольности γ-лучей см. *Гамма-лучи*). КВК излучения электрич. мультипольности меньше КВК излучения магнитной мультипольности для того же l. КВК всех мультипольностей быстро возрастают при уменьшении $\hbar\omega$ и в большинстве случаев растут при увеличении Z. Обычно также $\alpha_K > \alpha_L > \alpha_M$ (исключение: $\alpha_K < \alpha_L$ при малой энергии и высокой мультипольности перехода).

О способах измерения КВК см. *Конверсионные электроны*. Сравнение экспериментальных значений КВК с теоретическими, вычисленными для различной мультипольности γ-переходов, является одним из наиболее эффективных методов определения мультипольности переходов спинов и четности возбужденных состояний атомных ядер. Эти данные, в свою очередь, необходимы для построения схем ядерных уровней, схем распада ядер и для понимания природы ядерных сил.

Для значительной группы γ-переходов малых энергий в тяжелых ядрах энергия перехода меньше энергии связи электрона на K-оболочке и конверсия на K-оболочке энергетически невозможна. Важнейшие данные об энергиях, спинах и четности уровней таких ядер получены при исследовании конверсии на L- (а иногда на M-) оболочках. В тяжелых элементах энергии связи L-подоболочек различаются настолько, что можно измерить отдельно КВК на L- и M-подоболочках: α_{L_I}, $\alpha_{L_{II}}$, $\alpha_{L_{III}}$, α_{M_I} и т. д. Сведения о мультипольности ядерных переходов могут быть получены также из сравнения экспериментальных и теоретич. значений отношений КВК на различных оболочках и подоболочках.

Таблицы КВК. Сравнение теоретических и экспериментальных значений КВК. Существуют обширные таблицы теоретических значений КВК [1, 2]. В этих табл. приводятся КВК для всех K-, L- и M-подоболочек, вычисленные для всех Z от 25 до 98, для энергий до 5 mc^2 (≈2,5 *Мэв*) и для первых пяти электрических и магнитных мультипольностей. Вычисления табл. КВК выполняется на быстродействующих электронных счетных машинах.

Вычисление точных значений КВК ведется с учетом экранирования, т. е. при вычислении волновых ф-ций электронов учитывается не только электрич. поле ядра, но и поле окружающих его электронов. Эффект экранирования для КВК на K-оболочке очень мал, но для L-оболочки КВК, найденные без учета этого эффекта, могут содержать ошибки ~ 30%. Важную роль в теории В. к. играет учет конечных размеров ядра. Особенно большое изменение в теоретич. величину КВК вносит этот эффект в случае $M1$ переходов в тяжелых ядрах.

В подавляющем большинстве случаев теоретические значения КВК хорошо согласуются с экспериментом.

При очень больших энергиях КВК всех мультипольностей стремится к одному и тому же значению ($\hbar\omega \gg mc^2$, $k = \hbar\omega/mc^2 \to \infty$):

$$\alpha_K^{(l)} = \beta_K^{(l)} = \frac{2}{137k}\left(\frac{Z}{137}\right)^3. \qquad (3)$$

Здесь $\alpha_K^{(l)}$ и $\beta_K^{(l)}$ — теоретич. значения КВК электрического $\alpha_K^{(l)}$ и магнитного $\beta_K^{(l)}$ 2^l-польного излучения на K-оболочке.

КВК смешанной мультипольности. Существуют ядерные переходы, характеризующиеся не «чистой», а смешанной мультипольностью; напр., $M1 + E2$. КВК смешанного γ-излучения составляется из КВК чистых мультипольностей как средневзвешенное значение. В частности, для смеси $M1 + E2$ КВК на i-той оболочке α_i будет равен

$$\alpha_i = (1 - \Delta)\,\beta_i^{(1)} + \Delta\,\alpha_i^{(2)}. \qquad (4)$$

Здесь $\beta_i^{(1)}$ и $\alpha_i^{(2)}$ — теоретич. значения КВК для $M1$ и $E2$ мультипольностей соответственно, буквой Δ обозначена доля примеси $E2$ в γ-излучении данного перехода. Т. о., помимо обычного использования КВК для нахождения спинов и четности ядерных уровней, определение из КВК величины смеси в переходах смешанной мультипольности позволяет находить соотношения, существующие между ядерными матричными элементами, и делать выводы о характере возбуждения ядра и о ядерных волновых ф-циях.

Электрическая монопольная конверсия ($E0$-конверсия). $E0$-конверсией наз. такие конверсионные переходы, при к-рых $l = 0$ и четность ядерного состояния не меняется. γ-излучение, соответствующее $l = 0$, строго запрещено правилами отбора для γ-переходов, и поэтому КВК для $E0$-переходов равен бесконечности. При переходах между уровнями со спином 0 (0—0-переходы) происходит только $E0$-конверсия.

В переходах между уровнями с одинаковыми, но не нулевыми, спинами может иметь место смесь $E0$ с более высокими мультипольностями [3—7]. Полное число переходов между двумя данными ядерными уровнями будет теперь определяться вместо ф-лы (2) ф-лой

$$N_e + N_\gamma = N_\gamma\,(1 + \alpha_T) + N\,(E0),$$

где $N\,(E0)$ число $E0$-конверсионных электронов.

Вероятность $E0$ конверсии обычно выражают через величину ρ^2 — ядерный параметр, зависящий от структуры ядра. Большой интерес, к-рый привлекают к себе $E0$-переходы, связан, в частности, с тем, что из экспериментального значения вероятности можно найти ρ и сравнить его с тем, что дают различные теории строения ядер.

Для 0—0-перехода 1,42 *Мэв* в ядре Po^{214} $\rho \approx 0{,}05$. Для 0—0-перехода 7,65 *Мэв* в ядре C^{12} $\rho \sim 0{,}5$.

Внутренняя конверсия с образованием электронно-позитронных пар. Это явление имеет место, если $\hbar\omega > 2mc^2 = 1\,022$ *кэв*. Отношение вероятности К. в. с испусканием пар N_π к вероятности испускания γ-кванта, в том же переходе наз. коэффициентом парной конверсии (КПК, обозначается α_π): $\alpha_\pi = N_\pi/N_\gamma$. Величина КПК слабо зависит от атомного номера ядра Z, энергии и мультипольности перехода. Измерение КПК дает те же сведения о мультипольности, что и измерение КВК. При больших энергиях перехода роль К. в. на электронах оболочки падает (КВК падает), но зато возрастает роль парной конверсии (КПК растет). При учете парной конверсии полное число переходов [см. ф-лу (2)] будет равно $N_\gamma\,(1 + \alpha_T + \alpha_\pi)$.

В отличие от электронов обычной К. в., имеющих определенную энергию, электрон и позитрон пары могут иметь любую энергию — от нуля до максимальной $\hbar\omega - 2\,mc^2$, равной сумме кинетич. энергий электрона E_- и позитрона E_+.

На опыте можно измерить распределение электронов и позитронов пары по энергиям, распределение по углам ϑ между направлениями вылета позитрона и электрона и полное число пар К. в. Теория парной конверсии дает дифференциальный коэффициент парной конверсии $d\alpha_\pi^{(El)}\,(E_+, \vartheta)$ (электрич. мультиполи)

и $da_{\pi}^{(Ml)}(E_+, \vartheta)$ (магнитные мультиполи), а также вычисляемые из них энергетическое и угловое распределения позитронов и полный КПК.

КПК и распределение позитронов по энергиям измеряется с помощью магнитного β-спектрометра, направление поля в к-ром таково, что регистрируются только позитроны. Полный КПК измеряется также путем регистрации γ-квантов, возникающих при аннигиляции позитронов парной конверсии. Измеренные и вычисленные КПК удовлетворительно согласуются друг с другом.

Особый интерес имеет К. в. с образованием пар в случае 0—0-переходов. При больших энергиях перехода вероятность $E0$ конверсии на электронах оболочки падает и основную роль начинает играть образование пар К. в. Упоминавшийся выше ядерный параметр ρ может быть вычислен, если измерена вероятность парной конверсии при $E0$ переходе.

Образование моноэнергетических позитронов. Если в момент образования электронно-позитронной пары К. в. в оболочке атома имелась вакансия, то электрон пары может занять эту вакансию. Из атома вылетит только позитрон с вполне определенной кинетич. энергией, равной $\hbar\omega - 2mc^2 - \varepsilon_i$, где ε_i — энергия связи электрона в той оболочке, к-рую он заполнил. Вакансия может образоваться в результате К-захвата или К. в. в предшествующем ядерном переходе.

Это явление было предсказано в 1949 г. [8] и обнаружено в 1959 г. [9]. Из экспериментально найденной вероятности образования моноэнергетич. позитронов могут быть вычислены энергетич. ширины ядерных уровней.

Лит.: 1) Гамма-лучи, под ред. Л. А. Слива, М. — Л., 1961, гл. 3, § 4, гл. 4, гл. 5, гл. 6, разд. III; 2) Бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., М., 1959; 3) Church E. L., Weneser J., «Phys. Rev.», 1956, v. 103, № 4, p. 1035; 4) Пекер Л. К., Слив Л. А., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 3, с. 621; 5) Joshi M. C., Thosar B. V., в кн.: Proceedings of the International conference on nuclear structure, Kingston, Canada, august 29 — september 3, 1960, Toronto—Amst., 1960; 6) Gerholm T. R., Pettersson B. G., «Phys. Rev.», 1958, v. 110, № 5, p. 1119; 7) Листенгартен М. А., Банд И. М., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1959, т. 23, № 2, с. 235; 8) Слив Л. А., «ЖЭТФ», 1953, т. 25, вып. 1(7), с. 7—18; его же, «ДАН СССР. Новая серия», 1949, т. 64, № 3, с. 321; 9) Brunner J. H. [a. o.], «Phys. Rev. Letters», 1959, v. 2, № 5, p. 207.

Л. А. Слив, М. А. Листенгартен.

КОНГРУЭНТНАЯ ФАЗА (правильнее фаза, конгруэнтная данной фазе или данному комплексу фаз) — фаза гетерогенной системы, к-рая может образоваться из данной так, что она тождественна по элементарному составу исходной фазе. Процесс образования из фазы, конгруэнтной ей, наз. конгруэнтным. При конгруэнтном плавлении твердой фазы образуется жидкость того же элементарного состава, при конгруэнтном плавлении твердой эвтектики получается жидкая эвтектика, конгруэнтная полному комплексу всех твердых фаз, находящихся с ней в равновесии. При конгруэнтном растворении из растворяющегося вещества и растворителя образуется конгруэнтный им раствор. См. также *Состояния диаграмма*, *Инконгруэнтная фаза*.

В. Я. Аносов.

КОНДЕНСАТОР ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — система из двух (или более) проводников (обкладок), разделенных диэлектриком, толщина которого мала по сравнению с линейными размерами обкладок, и обладающих взаимной *электрической емкостью* C, много большей емкости каждого из них по отношению к др. проводникам, в частности по отношению к земле. К. э. применяются в электрич. цепях в качестве сосредоточенной емкости. Емкость К. э. пропорциональна диэлектрич. проницаемости диэлектрика ε и тем больше, чем меньше толщина диэлектрика и чем больше площадь обкладок. Диэлектриком служат газы, жидкости и твердые электроизоляционные вещества с ε от 1 (газы) до 10^4 (сегнетокерамика). В случае газа или жидкости обкладками служат 2 системы металлич. пластин, зазор между которыми обеспечивается кусками твердого диэлектрика. К. э. с твердым диэлектриком имеют обкладки в виде тонкой металлич. фольги или слоев металла, непосредственно нанесенных на диэлектрик вжиганием или испарением в вакууме. Иногда тонкий слой твердого диэлектрика (оксид металла, слой лака) наносится на поверхность металлич. фольги, служащей 1-й обкладкой; 2-й обкладкой является металлическая (иногда полупроводниковая) пленка, нанесенная поверх слоя диэлектрика, или электролит, в к-рый погружается оксидированная фольга (электролитич. конденсаторы, см. ниже).

При подключении К. э. к источнику постоянного напряжения U на его обкладках накапливается электрич. заряд, а в диэлектрике создается электрич. поле с энергией $W = {}^1/_2\, CU^2$ *дж* (где C — в *ф*, U в *в*). Эта энергия может быть использована при кратковременном разряде К. э., напр. для получения радиолокационных импульсов, в электросварке, в генераторах импульсов высоких напряжений и больших токов, в фотографии (вспышка света), при исследовании термоядерных реакций и т. д.

При включении К. э. в цепь переменного напряжения возникает реактивный (емкостной) ток $I_{эфф} = U_{эфф}/X_c$, где X_c — *реактивное сопротивление* К. э. Реактивное сопротивление $X_c \approx 1/2\pi fC$ *ом* (f — частота в *гц*, C — емкость в *ф*) изменяется обратно пропорционально частоте; поэтому К. э. широко применяются в электрич. фильтрах для разделения токов разной частоты или постоянной и переменной составляющих выпрямленного тока. Реактивная мощность К. э. $P_r = 2\pi U^2 fC$ *вар* (вольт-ампер реактивный). Вектор тока через К. э. опережает вектор напряжения примерно на 90°; это позволяет применять К. э. в электроэнергетике для повышения коэфф. мощности (улучшения $\cos\varphi$) промышленных предприятий с индуктивной нагрузкой, для продольной емкостной компенсации индуктивности линий электропередач высокого напряжения, при изготовлении конденсаторных электродвигателей (асинхронных однофазных) и т. д.

Система из К. э. и катушки индуктивности образует *колебательный контур*, обладающий частотой колебаний $f \approx 1/2\pi\sqrt{LC}$, где L — индуктивность в *гн*, C — в *ф* и f — в *гц*. Такие контуры применяются в технике высоких частот и в технич. электронике.

Основные характеристики К. э.: рабочее напряжение — напряжение, к-рое К. э. должен выдерживать без пробоя длительное время (обычно более 10 000 *ч*); испытательное напряжение — напряжение, к-рое К. э. выдерживает при кратковременном испытании (от 5 *сек* до 1 *мин*); превышает рабочее в 2—3 раза; сопротивление изоляции $R_{из}$ или постоянная времени $R_{из} \cdot C$ (*Мом · мкф* или *сек*), определяющие ток утечки через К. э.; *угол диэлектрических потерь* δ (дополняющий угол сдвига фаз между векторами тока и напряжения до 90°), определяющий активную мощность P_a, выделяемую в К. э., и его перегрев Δt над окружающей средой: $P_a = 2\pi U^2 fC \operatorname{tg}\delta = \alpha_т S_{охл} \cdot \Delta t$; здесь P_a в *вт*, U в *в*, C в *ф*, f в *гц*, коэфф. теплоотдачи $\alpha_т$ в *вт/см²·град*, поверхность охлаждения $S_{охл}$ в *см²* и Δt в °С; δ зависит от свойств диэлектрика и металлич. обкладок, от темп-ры и частоты. Качество К. э. характеризуется также стабильностью его емкости при изменениях темп-ры (ТКЕ $= \frac{1}{C}\frac{dC}{dT}$ — темп-рный

коэфф. емкости) и при длительном хранении ΔC_τ, а также точностью емкости (максимальным отклонением емкости от номинального значения) ΔC_N.

По виду применения К. э. разделяют на: конденсаторы низкого напряжения низкой частоты (должны иметь большую уд. емкость $C_{уд} = C/V$, где V — объем К. э.); конденсаторы высокого напряжения постоянного тока (должны иметь большую уд. энергию $W_{уд} = CU^2/2V$); конденсаторы низкого напряжения высокой частоты (должны обладать высокой $C_{уд}$, высокой стабильностью емкости, малыми P_a и заданным по величине и знаку ТКЕ); конденсаторы высокого напряжения низкой и высокой частоты (должны иметь высокую $P_{r\,уд} = P_r/V$ и малые $P_{a\,уд} = P_a/V$).

Типы электрических конденсаторов. К. э. бывают постоянные, переменные и полупеременные (триммеры) и различаются по типу диэлектрика, форме обкладок, величине емкости и рабочему напряжению (см. табл.).

Характеристики основных типов конденсаторов постоянной емкости.

Тип конденсатора	Пределы напряжения (*в*)	Пределы номинальной емкости (*пф*)	ΔC_N* (%)	ΔC_τ (%)	ТКЕ ** $\cdot 10^6$ (*град*$^{-1}$)	tg $\delta \cdot 10^4$	$R_{из} \cdot C$*** (*Ом·мкф*)
Воздушный	10^2—10^3	10 —10^3	± (0,1—1)	0,01—0,1	± (30—100)	0,1—5	—
Газонаполненный	10^4—10^5	10^2—10^4	± (0,1—1)	0,01—0,1	± (50—100)	0,5—1	—
Вакуумный	10^3—10^4	10 —10^3	± 2	0,01—0,02	± (20— 30)	0,1—1	—
Слюдяной	10^2—10^4	10 —10^5	± (0,1—2)	0,01—0,5	± (50—100)	5 —10	10^3
Стеклоэмалевый	10^2—10^3	10 —10^3	± 2	0,01—0,02	± 140	10 —15	—
Керамический высокочастотный	10^2—10^4	1 —10^4	± 2	0,01—0,02	от — 1500 до + 150	10 —12	—
Полистирольный	10^2—10^4	10^2—10^6	± (0,5—1)	0,1 —0,2	—150	5 —10	10^5—10^6
Бумажный	10^2—10^5	10^3—10^8	± (5—10)	1—2	—	30—100	10^3—10^4
Электролитический	(6—5) $\cdot 10^2$	10^5—10^9	± 20	5—10	—	1000—1500	10 —10^2
Сегнетокерамический	10^2—10^3	10^3—10^5	± 20	10—20	—	100—400	10^2—10^3

* Указаны наилучшие значения точности емкости, достигаемые для различных вариантов конструкции.

** ТКЕ не указан для тех типов электрич. конденсаторов, у к-рых изменения емкости с темп-рой относительно велики и нелинейны.

*** Постоянная времени $R_{из} \cdot C$ указана для электрич. конденсаторов с емкостью 0,01 *мкф* и выше; при малых емкостях обычно гарантируется $R_{из}$ не ниже неск. тысяч *Ом*.

К о н д е н с а т о р ы с г а з о о б р а з н ы м д и э л е к т р и к о м имеют малые tg δ и ТКЕ, не зависящую от частоты емкость, восстанавливаются после пробоя, но $C_{уд}$ у них мала и рабоч. напряжение сравнительно низкое. Воздушные К. э. постоянной емкости применяются гл. обр. в электроизмерит. схемах в качестве образцовых конденсаторов. Воздушные конденсаторы переменной емкости применяются для настройки колебательных контуров радиопередатчиков и радиоприемников; емкость таких К. э. может быть изменена по заданному закону путем перемещения (вращения) одной системы пластин — ротора — относительно другой — статора (рис. 1). В зависимости от формы пластин К. э. переменной емкости могут быть след. типов: прямоемкостные (емкость прямо пропорциональна углу поворота), прямоволновые и прямочастотные (соответственно резонансная длина волны и резонансная частота колебат. контура прямо пропорциональны углу поворота) и логарифмические (относит. изменение емкости на 1° угла поворота постоянно в пределах всей шкалы). В подстроечных К. э. (полупеременных) емкость изменяется только при начальной регулировке или при ремонте радиоаппаратуры; далее подобранное положение обкладок фиксируется. Газонаполненные К. э. постоянной или переменной емкости (напр., с азотом под давлением 15—20 *ат*) применяются в мощных колебат. контурах при амплитуде испытат. напряжения от 20 до 40 *кв* и частоте 10^5—10^6 *гц*. Вакуумные конденсаторы применяются гл. обр. в авиааппаратуре при частотах 10^6—10^8 *гц*.

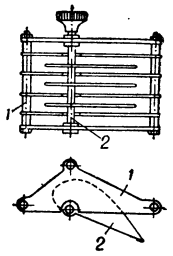


Рис. 1. Воздушный конденсатор переменной емкости: *1* — статор; *2* — ротор.

К о н д е н с а т о р ы с ж и д к и м д и э л е к т р и к о м имеют $C_{уд}$ несколько выше, чем К. э. с газообразным диэлектриком, но вместе с тем также бóльшие ТКЕ и $P_{a\,уд}$; применяются редко.

К о н д е н с а т о р ы с т в е р д ы м н е о р г а н и ч е с к и м д и э л е к т р и к о м. К ним относятся: а) стеклянные К. э. — с повышенным tg δ при высоких частотах и сравнит. малой $C_{уд}$; употребляются очень редко, гл. обр. при высоких напряжениях низкой частоты; при низком напряжении высокой частоты применяются стеклоэмалевые К. э.; б) слюдяные К. э. с малым tg δ даже при высоких частотах и сравнит. малым ТКЕ (если обкладками служит серебро, нанесенное на поверхность слюды); применяются в радиоаппаратуре и в высокочастотной аппаратуре проводной связи в опрессованном пластмассой (КСО) или в герметизированном (КСГ) виде; в) керамические К. э. (рисунок 2, *а—г*) с малым tg δ и стабильной емкостью, но сравнительно малой $C_{уд}$; широко распространены в технике высоких частот; при низком $U_{раб}$ применяются в виде дисков (КДК) и трубок (КТК) с посеребренной поверхностью, при высоком — керамические К. э. горшкового (КВКГ) и бочоночного (КВКБ) типа; г) сегнетокерамические К. э., имеющие большую $C_{уд}$, но повышенный tg δ и сильную зависимость емкости от темп-ры; нелинейность емкости этих К. э. (зависимость емкости от напряжения) позволяет применять их для стабилизации напряжения, умножения частоты, усиления колебаний; д) полупроводниковые К. э. (варикап, семикап) малой емкости, также обладаю-

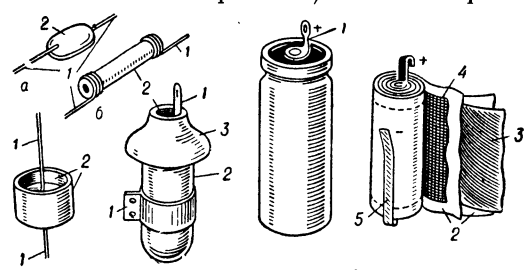


Рис. 2. Типы конденсаторов: *а* — керамический низковольтный дисковый конденсатор; *б* — керамический низковольтный трубчатый конденсатор; *в* — керамический высоковольтный бочоночный конденсатор; *г* — керамический высоковольтный горшковый конденсатор; *1* — выводы, *2* — обкладки из серебра, *3* — глазурованная поверхность керамики; *д* — электролитический конденсатор: *1* — вывод положительного полюса, *2* — бумажные прокладки, *3* — неоксидированная алюминиевая фольга (катод), *4* — оксидированная алюминиевая фольга (анод), *5* — вывод отрицательного полюса, контактирующий с металлическим корпусом.

щие зависимостью емкости от приложенного напряжения. В этих К. э. диэлектриком служит запорный слой на границе раздела двух полупроводников с *p*- и *n*-проводимостью.

Конденсаторы с твердым органическим диэлектриком (обычно бумагой) изготовляются путем намотки длинных тонких лент диэлектрика и фольги; обладают большой $C_{уд}$, но их свойства ухудшаются со временем («старение» диэлектрика). Бумажные конденсаторы, пропитанные жидким диэлектриком (изоляционным маслом, соволом), являются основным типом К. э., применяемых при частотах до 10^4 *гц* в технике сильных токов и высоких напряжений, напр. в качестве статических К. э. для увеличения cos φ; в радиотехнике применяются в цепях низкой частоты. Металлобумажные К. э. (фольга заменена тонким слоем Zn, нанесенным на бумагу) отличаются уменьшенным объемом и самовосстановлением после пробоя. Полистирольные конденсаторы имеют малый tg δ и высокое $R_{из}$; занимают промежуточное положение между бумажными и слюдяными К. э. Фторопластовые К. э. имеют такие же электрич. свойства, но рассчитаны на работу при темп-ре до 150—200° С.

Электролитические конденсаторы обладают очень большой $C_{уд}$, но и большим tg δ и недостаточной стабильностью емкости; обычно униполярны (нормально работают при подаче «плюса» на вывод и «минуса» на корпус). Диэлектриком служит слой окиси алюминия, нанесенный электролитич. путем на алюминиевую фольгу (анод); такая оксидированная фольга находится в контакте с вязким раствором электролита, к-рым пропитана прокладка из бумаги или марли. Применяются гл. обр. в *фильтрах электрических*. Замена алюминия танталом приводит к уменьшению объема К. э. и к улучшению его электрич. характеристик.

Лит.: 1) Ренне В. Т., Электрические конденсаторы, 2 изд., М.—Л., 1959; 2) его же, Современные бумажные конденсаторы, М.—Л., 1948; 3) Аршанский М. Е., Керамические конденсаторы малой реактивной мощности, М.—Л., 1953; 4) Закгейм Л. Н., Электролитические конденсаторы, М.—Л., 1954; 5) Казарновский Д. М., Сегнетокерамические конденсаторы, М. — Л., 1956; 6) Поляков Б. А., Конденсаторные установки для повышения коэффициента мощности, М.—Л., 1950. *В. Т. Ренне.*

КОНДЕНСАТОРНАЯ БУМАГА — см. *Бумаги электроизоляционные.*

КОНДЕНСАТОРНАЯ ТЕОРИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ (кабельная теория) объясняет распространение возбуждения по нервному волокну разрядом ряда емкостей (конденсаторов) в поверхностном слое волокна, строение к-рого аналогично строению электрич. кабеля.

Лит.: 1) Тарусов Б. Н., Основы биофизики и биофизической химии, ч. 1, М., 1960, гл. 6; 2) Стейси Р., Уильямс Д., Уорден Р., Мак-Моррис Р., Основы биологической и медицинской физики, пер. с англ., М., 1959, гл. VIII, § 34.

КОНДЕНСАТОРНЫЙ АСИНХРОННЫЙ ДВИГАТЕЛЬ — асинхронный двигатель (см. *Асинхронная машина*) с двумя обмотками на статоре, включенными на однофазную сеть (рис. 1, *а*, *в*). Оси обмоток смещены в пространстве на угол в 90 электрич. градусов. В одну из обмоток включен электрич. конденсатор, создающий сдвиг фаз одной из обмоток, близкий к 90°, что при наличии пространственного сдвига обусловливает создание вращающегося магнитного поля в машине. Ротор — короткозамкнутый в виде «беличьего колеса». Различают двигатели с рабочей емкостью $C_р$, постоянно включенной (рис. 1, *а*); с рабочей емкостью $C_р$ и пусковой емкостью $C_п$, включаемой (центробежным выключателем или реле) только на время пуска (рис. 1, *е*). Рабочая емкость $C_р$ выбирается обычно из условия получения кругового вращающегося поля при заданной скорости вращения; пусковая емкость $C_п$ — из условия получения необходимого пускового момента.

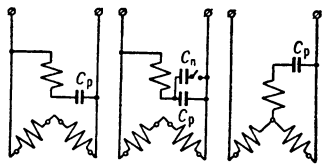


Рис. 2. Схемы включения конденсаторного трехфазного двигателя.

К. а. д. могут быть также трехфазными (см., напр., рис. 2). К. а. д. широко применяют для приводов малой мощности (до 1 *квт*).

Лит.: 1) Адаменко А. И., Однофазные конденсаторные двигатели, Киев, 1960; 2) Юферов Ф. М., Электрические двигатели автоматических устройств, М.—Л., 1959. *Е. М. Лопухина.*

КОНДЕНСАЦИОННЫЙ НАСОС — см. *Криогенные методы откачки.*

КОНДЕНСАЦИОННЫЙ ТЕРМОМЕТР — термометр, в к-ром термометрич. свойством служит зависимость давления насыщенных паров от темп-ры. К. т. представляет собой резервуар, частично заполненный жидкостью, находящейся в равновесии со своим насыщенным паром; резервуар соединен капилляром с манометром, к-рым измеряется давление насыщенного пара. К. т. применяется как для грубых измерений темп-ры — одна из разновидностей манометрического термометра, так и в точной термометрии. В последнем случае термометрич. веществом обычно служат ожиженные газы. Применение таких К. т. рассчитано на область темп-р, близкую к точке кипения соответствующего ожиженного газа; по сравнению с *термометрами сопротивления* и термопарами, также применяющимися в этой области темп-р, К. т. обладает бо́льшей инерцией. С помощью гелиевого К. т. реализуется темп-рная шкала в области 1,5—5° К, установленная по давлению насыщенных паров He^4; с помощью кислородного К. т. воспроизводится точка кипения кислорода — нижняя реперная точка *международной температурной шкалы.*

Д. И. Шаревская.

КОНДЕНСАЦИЯ — переход вещества из газовой фазы в конденсированную (жидкую или твердую) вследствие его охлаждения или сжатия (фазовый переход 1-го рода). К. газа возможна только при темп-рах ниже критич. для данного вещества (см. *Критическое состояние*). В температурном интервале между критической точкой и тройной точкой К. происходит в жидкую фазу, и обратным процессом является испарение или кипение жидкости (*парообразование*). Ниже тройной точки К. происходит в кристаллич. фазу, и обратным процессом является *сублимация*.

Равновесная К. газа возможна только в присутствии жидкой или кристаллич. фазы. При заданной темп-ре К. происходит при строго определенном давлении p_s (давлении насыщенных паров) и сопровождается выделением теплоты L, равной теплоте парообразования или сублимации. Обе величины p_s и L зависят от темп-ры и связаны *Клапейрона—Клаузиуса уравнением.*

Рис. 1. *а* и *в* — схемы включения конденсаторного двигателя; *б* и *г* — зависимости электромагнитного момента вращения M от скольжения S; $M_м$ — максимальный момент; $M_п$ — пусковой момент.

В отсутствие конденсированной фазы и посторонних центров конденсации равновесная К. невозможна из-за различия в давлениях насыщенных паров над плоской границей раздела фаз и искривленной поверхностью маленьких капелек жидкости или кристалликов (см. *Кельвина уравнение*). В таком случае может быть достигнуто значительное пересыщение паров (напр., сравнительно легко достигается 5—6-кратное пересыщение вод. паров). Обычно начало К. облегчается за счет посторонних центров К. в виде пылинок, загрязнений на стенках сосуда или ионов. Последний случай особенно важен (на нем, напр., основано действие *Вильсона камеры*).

Полная молекулярно-статистич. теория К. отсутствует. Первые общие результаты были получены Дж. Майером [2] в его теории реальных газов, развивавшейся затем мн. авторами. Наиболее корректное рассмотрение К. на этом пути достигнуто Б. Т. Гейликманом [3]. В этих теориях К. газа появляется как следствие образования в газе значительного числа больших групп связанных молекул. В математич. аппарате теории это отражается в виде появления особенностей у термодинамических функций системы при неограниченном увеличении числа частиц в ней. Теория правильно приводит к плоскому участку изотермы давления в области сосуществования двух фаз. Правильно описывая принципиальную возможность К., теория в совр. ее состоянии еще не позволяет вычислить параметры К. для к.-л. конкретного вещества или для конкретной модели молекулярной системы. Имеются также принципиальные трудности в описании К. вблизи критич. точки.

Необходимость наступления К. при соответствующих условиях вытекает также из теории жидкостей и газов, основанной на изучении радиальной ф-ции распределения. Однако точность полученных здесь результатов пока очень невысока. Новый подход к проблеме К. был предложен Ч. Янгом и Ц. Ли [4]. В их формулировке задача сводится к представлению большого статистич. интеграла в ф-ции z активности $\Xi = \Xi(T, V, z)$ и отыскании вещественных и положительных нулей z_k этой ф-ции при неограниченном возрастании размеров системы. Рассчитать параметры К. для к.-л. модели молекулярной системы и в этой теории пока не удалось. *И. З. Фишер.*

К. паров на твердых поверхностях (напр., на стенках труб) обладает рядом особенностей по сравнению с К. в объеме. Существенное влияние на характер К. в этом случае оказывает смачиваемость поверхности конденсатом: на несмачиваемых поверхностях жидкая фаза выпадает в виде отдельных капель (капельная К.), на полностью смачиваемых — в виде пленки (пленочная К.). Пленочная К. начинается сразу же, как только пар у поверхности охлаждения достигает состояния насыщения; пар, поступающий из объема, конденсируется на поверхности конденсатной пленки. Для капельной К. необходимо нек-рое пересыщение пара у поверхности охлаждения; пар конденсируется в этом случае у основания зародившихся в ядрах К. капель, так как благодаря близости к поверхности охлаждения основание капли имеет более низкую температуру. Ядрами капельной К. служат различного рода микронеровности поверхностей охлаждения. Для обеспечения непрерывного процесса К. необходимы постоянный приток пара (путем молекулярного или молярного переноса) к поверхности К. и отвод от нее тепла фазового перехода (обычно через поверхность теплообмена к охлаждающей жидкости).

Теплообмен при К. определяется величиной термич. сопротивления отлагающейся на поверхности К. жидкой фазы и процессами диффузии из парового объема к поверхности К. При К. паров жидкостей с низкой теплопроводностью (число Прандтля $Pr \geqslant 1$) определяющее влияние на теплообмен оказывает термич. сопротивление конденсатной пленки, а при К. паров металлов с высокой теплопроводностью ($Pr \ll 1$) — скорость подвода пара к поверхности К. Поэтому при К. паров металлов характер К. (пленочный, капельный или смешанный) не оказывает существенного влияния на теплоотдачу [5], но в др. случаях он является решающим для теплообмена [6, 7, 10]. При капельной К. интенсивность теплообмена выше, чем при пленочной, поскольку сплошная пленка конденсата представляет значительное термич. сопротивление переходу тепла от поверхности К. к поверхности охлаждения: коэффициент теплоотдачи при пленочной К. чистого водяного пара (при атм. давлении) — порядка 6 000—10 000 *ккал/м² · час · град*, а при капельной К. 40 000 — 100 000 *ккал/м² · час · град*.

Для пленочной К. чистого неподвижного пара на вертикальной стенке (при $Pr \geqslant 1$) местный коэфф. теплоотдачи $\alpha_л = q / (t_н - t_с)$ при ламинарном течении пленки под действием собственного веса может быть найден по ф-ле Нуссельта [5, 6]:

$$\alpha_л = [\gamma^2 L \lambda^3 / 4\mu h (t_н - t_с)]^{1/4}, \qquad (1)$$

где γ — уд. вес конденсата, L — скрытая теплота парообразования, λ — теплопроводность, μ — динамич. вязкость, h — расстояние от верхней кромки стенки, $(t_н - t_с)$ — разность между темп-рой насыщения и темп-рой поверхности теплообмена, q — местная плотность теплового потока. Все рассматриваемые физич. свойства выбираются при $t_н$. Значение $\alpha_л$ при расчете по ф-ле (1) следует увеличивать на 15%, т. к. в ламинарно движущейся пленке под действием капиллярных сил возникают волны (что не учитывается теорией Нуссельта), приводящие к возрастанию теплоотдачи [8]. На нек-ром расстоянии $h_{кр}$ от верхней кромки стенки происходит переход от ламинарного движения пленки к турбулентному. Течение пленки на поверхности высотой $H > h_{кр}$ имеет, т. о., смешанный характер: ламинарный в верхней части, турбулентный — в нижней. Зависимость среднего коэфф. теплоотдачи $\bar{\alpha}$ для всей поверхности от параметра $(t_н - t_с) H$ при смешанном течении пленки [9] показана на рис. 1. При ламинарном движении пленки $\bar{\alpha}$ уменьшается с увеличением параметра $(t_н - t_с)H$, т. к. за счет постоянного притока конденсата толщина

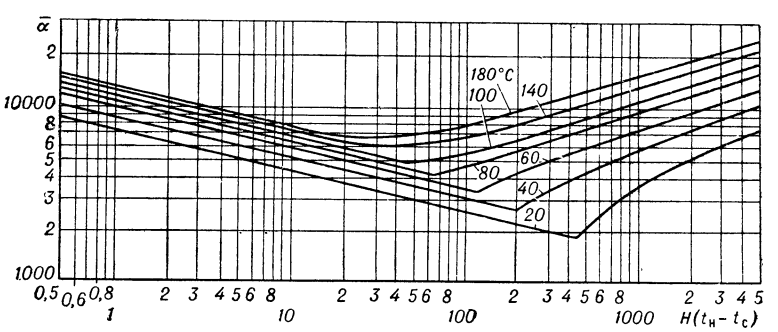


Рис. 1. Номограмма для определения среднего коэфф. теплоотдачи при конденсации вод. пара на вертикальных поверхностях (для различных значений $t_н$).

пленки в направлении ее движения растет и ее термич. сопротивление увеличивается. При турбулентном движении толщина пленки продолжает увеличиваться с ростом $(t_н - t_с)\,H$, однако турбулентное перемешивание пленки повышает ее эффективную теплопроводность (уменьшает термич. сопротивление); поэтому теплоотдача увеличивается.

При К. движущегося пара вследствие трения на границе раздела фаз возникает силовое взаимодействие между паром и конденсатной пленкой, вызывающее изменение ее толщины. Это сказывается на теплоотдаче, к-рая увеличивается, если пар, ускоряя движение пленки, делает ее тоньше, и уменьшается, если поток пара, замедляя стекание пленки, способствует ее утолщению. В теплообменных аппаратах (конденсаторах паровых турбин, аппаратах для сжижения газов и др.) К. паров происходит обычно в присутствии неконденсирующихся газов. В этом случае пленочная К. начинается при достижении паром у поверхности охлаждения парциального давления и темп-ры, соответствующих состоянию насыщения (*Росы точке*). Вблизи поверхности пленки конденсата образуется обогащенный неконденсирующимися газами пограничный слой, к-рый затрудняет диффузию пара из объема к этой поверхности, что приводит к уменьшению теплоотдачи. В результате теплоотдача при К. пара из парогазовой смеси существенно зависит от скорости вынужденного движения смеси, т. к. вынужденная конвекция улучшает условия подвода пара к поверхности и приводит к росту теплоотдачи (рис. 2).

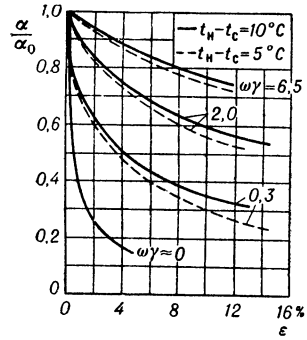


Рис. 2. Относительное изменение коэфф. теплоотдачи в зависимости от процентного содержания воздуха в вод. паре (по весу) ε при различных весовых скоростях паровоздушной смеси $w\gamma$ и температурных напорах $(t_н - t_с)$; α_0 — коэфф. теплоотдачи при К. движущегося чистого пара.

Вопросы теплообмена при капельной К., при К. на горизонтальных трубных пучках и внутри труб рассмотрены в [5, 6, 7, 10].

Лит.: 1) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; 2) Майер Дж. и Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1952; 3) Гейликман Б. Т., Статистическая теория фазовых превращений, М., 1954; 4) Хилл Т. Л., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960; 5) Кутателадзе С. С. [и др.], Жидкометаллические теплоносители, М., 1958; 6) Гребер Г., Эрк С., Григулль У., Основы учения о теплообмене, пер. с нем., М., 1958; 7) Кутателадзе С. С., Теплопередача при конденсации и кипении, 2 изд., М.—Л., 1952; 8) Левич В. Г., Физико-химическая гидродинамика, 2 изд., М., 1959; 9) Лабунцов Д. А., Теплообмен при конденсации пара на вертикальной поверхности в условиях турбулентного стекания пленки конденсата, «Инженерно-физ. ж.», 1960, т. 3, № 8, с. 3—12; 10) Кутателадзе С. С., Боришанский В. М., Справочник по теплопередаче, Л.—М., 1958.

В. С. Протопопов.

КОНДЕНСАЦИЯ ФРАКЦИОНИРОВАННАЯ — метод разделения бинарных и многокомпонентных паровых и газовых смесей на фракции (или практически чистые компоненты) последовательной парциальной конденсацией. К. ф. основана на том, что при охлаждении газовой смеси конденсируются преимущественно высококипящие компоненты, а несконденсировавшийся остаток обогащается низкокипящими компонентами (см. *Коновалова законы*).

При прямоточной К. ф. (рис. 1), характеризующейся длительным соприкосновением образовавшегося конденсата с остаточным паром, исходная смесь охлаждается в конденсаторе до темп-ры, меньшей темп-ры начала конденсации, а образовавшийся конденсат отделяется в сепараторе. Для более полного разделения несконденсировавшийся остаток может направляться на повторную конденсацию. Многократно повторяя процессы парциальной конденсации и механич. разделения фаз, получают либо практически чистый низкокипящий компонент, количество к-рого зависит от кривой фазового равновесия системы, либо ряд фракций с нарастающей концентрацией низкокипящего компонента.

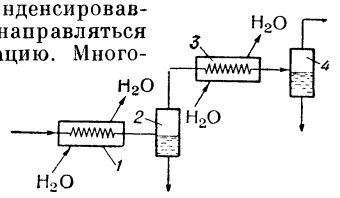


Рис. 1. Схема прямоточной фракционированной конденсации: *1* и *3* — конденсаторы; *2* и *4* — сепараторы.

При противоточной К. ф. (рис. 2), характеризующейся немедленным отделением образовавшегося конденсата от остаточного пара, исходная смесь охлаждается при движении снизу вверх, а образующийся конденсат стекает вниз. Разновидность противоточной конденсации — дефлегмация (рис. 3), применяемая для частичного обогащения воздуха кислородом. При дефлегмации конденсат, образовавшийся в трубках при взаимодействии с восходящим газом, стекает в куб *3*, откуда дросселируется в межтрубное пространство, заполненное кипящей жидкостью, пары к-рой, обогащенные высококипящим компонентом (кислородом), отводятся через штуцер *5*.

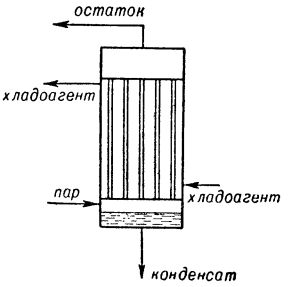


Рис. 2. Схема противоточной фракционированной конденсации.

К. ф. составляет физ. основу ряда промышленных методов разделения газовых смесей на фракции, обогащенные отдельными компонентами. Самостоятельное практич. значение К. ф. имеет при разделении смесей, компоненты к-рых значительно отличаются по темп-ре конденсации, напр. при разделении смесей CH_4—He, N_2—He, N_2—H_2 и др. Дефлегмация, сочетающая элементы К. ф. и более совершенного процесса — *ректификации*, обеспечивает эффект разделения больший, чем К. ф. в чистом виде. Расчет процесса разделения смесей методом К. ф. см. [1, 2, 3].

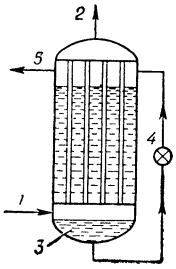


Рис. 3. Схема дефлегмации: *1* — вход газа; *2* — отвод несконденсировавшегося остатка; *3* — куб; *4* — дроссель; *5* — отвод паров высококипящего компонента.

Лит.: 1) Гельперин Н. И., Дистилляция и ректификация, М.—Л., 1947; 2) Герш С. Я., Глубокое охлаждение, 2 изд., М., 1947; 3) Фастовский В. Г., Разделение газовых смесей, М.—Л., 1947; см. также лит. при ст. *Ректификация.*

В. Л. Пебалк.

КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ — системы, состоящие только из твердых тел или жидкостей или из их смесей, т. е. не содержащие газовой (паровой) фазы.

КОНДЕНСОР — система линз или др. оптич. деталей, собирающая лучи от источника света на предметы, рассматриваемые или проектируемые с помощью оптич. приборов. К. применяются в микроскопах для освещения пр. аратов, в проекционных системах для освещения кадрового окна диапозитивов и непрозрачных предметов (чертежей, фотографий и т. д.), в спектральных приборах для освещения

щели и т. д. Если источники света обладают неоднородной структурой (напр., нити лампы накаливания), то проектировать источник на объект нерационально, т. к. изображение последнего будет неравномерно освещено. В этом случае в переднем фокусе К. образуют изображение источника света, к-рое проектируют на бесконечность, так что на объект падают параллельные пучки от различных точек источника. Такой способ освещения применяется в микроскопах при наблюдении прозрачных препаратов.

Конструкция К. тем сложнее, чем больше *апертура*. При малых апертурах (до 0,1) можно применять простые линзы; для апертур 0,2—0,3 — двойные К. в виде двух линз с плоскими наружными поверхностями. Тройной К. (рисунок 1) с 1-й линзой в виде мениска обладает апертурным углом u' до 30—40° и применяется в проекционных системах (для диаскопич. проекции). Диапозитив DD' ставится по возможности ближе к последней поверхности К.; изображение S' источника S проектируется на входной зрачок объектива OO'.

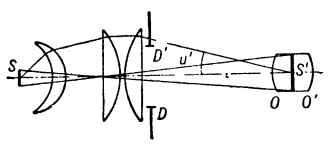


Рис. 1. Схема тройного конденсора.

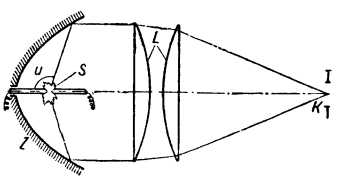


Рис. 2. Схема конденсора, применяемого для кинопроекции: S — дуга; Z — параболическое зеркало; L — линзы; K — кадровое окно.

Оптическая схема К. микроскопов напоминает схему объективов микроскопа, но аберрации исправляются менее тщательно. Для кинопроекции с угольной дугой применяются зеркальные (эллиптич.), и зеркально-линзовые системы (рис. 2) с углом охвата $2u$ до 140°. Несколько типов К. применяется для освещения щели спектральных приборов (рис. 3). Источник света (напр., дуга) проектируется линзой L_1 на диафрагму D, к-рая вырезает из изображения S' нужную часть. Линза L_3, расположенная вблизи щели P, образует вторичное изображение S'' источника в плоскости коллиматорного объектива O спектрографа. Линза L_2 отображает L_1 на L_3, устраняя *виньетирование*. Такой К. позволяет однородно осветить щель P спектрографа, что существенно при спектрофотометрич. измерениях, и уменьшить роль перемещений дуги между электродами.

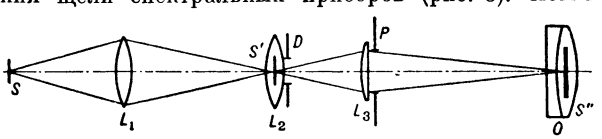


Рис. 3. Схема тройного конденсора, применяемого в спектральных приборах.

Лит.: 1) Лапаури А. А., Кинопроекционная оптика, М., 1950; 2) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М.—Л., 1952, § 237, § 254; 3) Прокофьев В. К., Фотографические методы количественного спектрального анализа, металлов и сплавов, ч. 1, М.—Л., 1951, § 18.
Г. Г. Слюсарев.

КОНЕЧНЫЕ РАЗНОСТИ — соотношения, связывающие дискретный набор значений $y_1 = f(x_1)$, $y_2 = f(x_2)$, ..., $y_k = f(x_k)$, ... ф-ции $y = f(x)$, соответствующих дискретной последовательности значений аргумента x_1, x_2, ..., x_k, ... Для равноотстоящих значений аргумента $x_k = x_0 + kh$, где h постоянно, а $k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, разностями 1-го порядка наз. выражения

$$\Delta y_k \equiv \Delta f(x_k) = f(x_{k+1}) - f(x_k),$$

разностями 2-го порядка — выражения

$$\Delta^2 y_k \equiv \Delta^2 f(x_k) = \Delta f(x_{k+1}) - \Delta f(x_k) = f(x_{k+2}) - 2f(x_{k+1}) + f(x_k)$$

и, вообще, разностями n-го порядка — выражения

$$\Delta^n y_k \equiv \Delta^n f(x_k) = \Delta^{n-1} f(x_{k+1}) - \Delta^{n-1} f(x_k).$$

Исчисление К. р. образует особую главу математич. анализа; оно оперирует не с непрерывными ф-циями от непрерывно изменяющегося аргумента, а с дискретными наборами значений аргумента и ф-ции. Исчисление К. р. имеет большое значение для приближенных вычислений: численного дифференцирования и интегрирования, численного решения дифференциальных ур-ний, поскольку существует очевидная аналогия между К. р. и соответствующими дифференциалами. Связь с производными устанавливается ф-лой

$$\lim_{h \to 0} \frac{\Delta^n f(x)}{h^n} = f^{(n)}(x),$$

где h — разность двух соседних значений аргумента. При практич. численных операциях в анализе фактически с той или иной степенью точности осуществляется замена дифференциальных выражений конечно-разностными.

Важный раздел исчисления К. р. посвящен решению ур-ний в К. р. вида

$$F[x, \Delta f(x), \ldots, \Delta^n f(x)] = 0 \qquad (1)$$

— задаче, во многом сходной с решением дифференциальных ур-ний n-го порядка. Обычно ур-ние (1) записывают в виде

$$\Phi[x, f(x), f(x_1), \ldots, f(x_n)] = 0,$$

выражая разности через соответствующие значения ф-ции. Особенно простой случай представляет линейное однородное ур-ние с постоянными коэфф.:

$$f(x+n) + a_1 f(x+n-1) + \ldots + a_n f(x) = 0,$$

где a_1, ..., a_n — постоянные числа. Чтобы решить такое ур-ние, находят корни λ_1, λ_2, ..., λ_n его характеристич. ур-ния

$$\lambda^n + a_1 \lambda^{n-1} + \ldots + a_n = 0.$$

Тогда общее решение данного ур-ния представится в виде

$$f(x) = C_1 \lambda_1^x + C_2 \lambda_2^x + \ldots + C_n \lambda_n^x,$$

где C_1, C_2, ..., C_n — произвольные постоянные (здесь предполагается, что среди чисел λ_1, λ_2, ..., λ_n нет равных).

Большое значение в исчислении К. р. имеет суммирование функций — задача о нахождении (точно или приближенно) суммы $f(a) + f(a+h) + \ldots + f(a+kh)$ при большом k. Задача решается при помощи ф-лы

$$\sum_{m=0}^{k-1} f(a+mh) = F(a+kh) - F(a),$$

где $F(x)$ — решение разностного ур-ния $\Delta F(x) = f(x)$. Эта ф-ла исчисления К. р. является аналогом основной ф-лы интегрального исчисления, выражающей определенный интеграл через первообразную.

Для численного решения дифференциального ур-ния (обыкновенного или с частными производными) часто заменяют входящие в него производные соответствующими разностями, деленными на степени разностей аргументов, и решают полученное таким способом ур-ние в К. р. (см. *Численное интегрирование*, *Сеток метод*).

Исчисление К. р. имеет и самостоятельное значение. Оно применяется в тех случаях, когда независимое переменное (по своему конкретному смыслу) принимает дискретный ряд значений. Это имеет место, напр., для положения узлов кристаллич. решетки или когда независимой переменной является номер оборота частицы в циклич. ускорителе и т. п.

При *интерполяции* часто пользуются т. н. центральными разностями $\delta^n y$, к-рые вычисляются при нечетном n в точках $x = x_i + {}^1/_2 h$, а при четном n в точках $x = x_i$ по ф-лам

$$\delta f(x_i + {}^1/_2 h) \equiv \delta y_{i+1/2} = f(x_{i+1}) - f(x_i),$$
$$\delta^2 f(x_i) \equiv \delta^2 y_i = \delta y_{i+1/2} - \delta y_{i-1/2},$$
$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots$$
$$\delta^{2m-1} f(x_i + {}^1/_2 h) \equiv \delta^{2m-1} y_{i+1/2} = \delta^{2m-2} y_{i+1} - \delta^{2m-2} y_i,$$
$$\delta^{2m} f(x_i) \equiv \delta^{2m} y_i = \delta^{2m-1} y_{i+1/2} - \delta^{2m-1} y_{i-1/2}.$$

Они дополняются средними арифметическими

$$\mu\delta^{2m-1} y_i = \frac{\delta^{2m-1} y_{i-1/2} + \delta^{2m-1} y_{i+1/2}}{2},$$

$$\mu\delta^{2m} y_{i+1/2} = \frac{\delta^{2m} y_i + \delta^{2m} y_{i+1}}{2},$$

где $m = 1, 2, \dots$; если $m = 0$, то полагают

$$\mu\delta^0 y_{i+1/2} = \frac{y_i + y_{i+1}}{2}.$$

Центральные разности $\delta^n y$ связаны с К. р. $\Delta^n y$ соотношениями

$$\delta^{2m} y_i = \Delta^{2m} y_{i-m},$$
$$\delta^{2m+1} y_{i+1/2} = \Delta^{2m+1} y_{i-m}.$$

Если значения аргумента не составляют арифметич. прогрессии, т. е. $x_{k+1} - x_k$ вообще не равно $x_k - x_{k-1}$, то вместо обычных К. р. пользуются разделенными разностями, последовательно определяемыми по ф-лам

$$\Delta[f; x_1, x_2] = \frac{f(x_2) - f(x_1)}{x_2 - x_1},$$

$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots$$

$$\Delta^k[f; x_1, x_2, \dots, x_{k+1}] = \frac{\Delta^{k-1}[f; x_2, x_3, \dots, x_{k+1}] - \Delta^{k-1}[f; x_1, x_2, \dots, x_k]}{x_{k+1} - x_1}.$$

Лит.: 1) Марков А. А., Исчисление конечных разностей, 2 изд., Одесса, 1910; 2) Гельфонд А. О., Исчисление конечных разностей, 2 изд., М., 1959; 3) Гончаров В. Л., Теория интерполирования и приближения функций, 2 изд., М., 1954.

КОНЕЧНЫЙ АВТОМАТ — условный термин, обозначающий широкий класс дискретных динамич. систем, определяющихся след. образом: рассматривается поведение системы лишь в дискретные моменты времени t_0, t_1, t_2, ..., t_p, ... (такты), к-рые предполагаются заданными или зависящими от функционирования системы; динамич. система называется К. а., если в эти моменты времени: а) число возможных состояний системы и возможных состояний внешних воздействий на систему конечно, и б) состояние системы в каждый такт t_p однозначно определяется ее состоянием и состоянием внешних воздействий в предыдущий такт t_{p-1}. К К. а. относятся логич. системы (см. *Логические схемы*), в частности релейно-контактные схемы и электронные цифровые машины. Теория К. а. изучает их свойства, методы их анализа и синтеза; в теории ставятся также кибернетич. вопросы типа: что может и чего принципиально не может «делать» К. а.; каков «язык», на к-ром должно быть выражено задание на проектируемый К. а. для того, чтобы автомат, реализующий это задание, мог быть найден; каков простейший автомат среди всех, выполняющих данное задание, и т. д. Такие вопросы для динамич. систем более общего вида, чем К. а., пока не удалось даже точно сформулировать (напр., для непрерывных систем, описываемых дифференциальными ур-ниями, или дискретных систем, описываемых разностными ур-ниями). Интерес к построению общей теории К. а. поддерживался попытками (при далеко идущей идеализации) рассматривать нервную ткань (нейронную сеть) как К. а.

Если обозначить состояния системы символами $\varkappa_1, \varkappa_2, \dots, \varkappa_k$, а состояния внешних воздействий символами $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_r$, то, в соответствии с приведенным выше определением, процессы в К. а. описываются рекуррентным соотношением:

$$\varkappa^p = F(\varkappa^{p-1}, \rho^{p-1}), \qquad (1)$$

где F — произвольная ф-ция, ставящая в соответствие паре символов $(\varkappa, \rho)$ символ $\varkappa$. Если дополнить К. а. выходным преобразователем, к-рый каждой паре символов $(\varkappa, \rho)$ мгновенно ставит в соответствие символ λ из конечного множества $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_e$:

$$\lambda^p = \Phi(\varkappa^p, \rho^p), \qquad (2)$$

то такая система называется последовательностной машиной. Соотношения (1) и (2) позволяют для каждой последовательности входных символов ρ, подводимых в моменты тактов, определить последовательность символов λ, появляющихся в эти же моменты на выходе машин.

К. а. (последовательностная машина) наз. автономным, если внешнее воздействие ρ не изменяется, т. е. $\rho(t) \equiv \rho^* = \text{const}$. Можно доказать, что автономный К. а., начиная с нек-рого такта, может лишь периодически повторять последовательность состояний $\varkappa$ (в частности, достигать «равновесия», т. е. повторять одно и то же $\varkappa$). Наоборот, какова бы ни была наперед заданная конечная последовательность состояний, всегда можно построить К. а., периодически повторяющий эту последовательность. Автономными К. а. являются, напр., старинные автоматы-роботы, выполнявшиеся в виде больших кукол, пишущих определенный текст, играющих на рояле заранее установленную пьесу и т. д. Эти К. а. могли лишь последовательно принимать конечное число заранее заданных состояний. Совр. примерами автономных К. а. могут служить многие автоматич. станки, автоматич. линии и т. д.

Значительно бо́льшие возможности имеются у автоматов, в к-рых входные воздействия ρ изменяются от такта к такту. Чтобы дать ответ на вопрос: что могут и чего не могут делать неавтономные автоматы, вводится понятие о представлении в них событий. Из множества всех возможных последовательностей входных символов ρ к.-л. образом выделяется подмножество G, а в множестве всех возможных состояний $\varkappa$ выделяется подмножество S. Говорят, что К. а. представляет событие G, если каждый раз, когда к $(p-1)$-му такту входная последовательность символов ρ принадлежит G (т. е. произошло «событие» G), К. а. в p-й такт оказывается в к.-л. одном из состояний $\varkappa$, принадлежащих множеству S.

Если дополнить автомат преобразователем, на выходе к-рого появляется $\lambda = 1$ каждый раз, когда $\varkappa$ принадлежит S (независимо от ρ) и $\lambda = 0$ в противном случае, то говорят, что такая последовательностная

машина представляет событие G появлением символа 1 на выходе.

Вопрос: что может делать К. а. (или последовательностная машина), можно теперь заменить вопросом: при каких условиях возникает каждое из возможных состояний $\varkappa$ (или появляется на выходе каждый из возможных символов λ), что в свою очередь эквивалентно вопросу: какие события может представлять К. а. В связи с этим ставится задача — определить, все ли события представимы в К. а., и при отрицат. ответе на этот вопрос выделить класс представимых событий. Задача решается теоремами Клини, к-рые устанавливают представимость в К. а. любого множества G, состоящего из входных последовательностей ρ конечной длины, а среди бесконечных множеств входных последовательностей выделяют особый класс регулярных множеств и устанавливают, что в К. а. представимы регулярные множества и только они.

Т. о., теоремы Клини устанавливают, какие последовательности смены состояний могут быть получены в К. а. за счет изменения внешних воздействий и какие последовательности состояний не могут быть получены ни в каком К. а. и ни при каком изменении внешних воздействий. Задача о представлении событий решается в теории К. а. эффективно, т. е. для каждого представимого события дается алгоритм построения ф-ций в соотношении (1) для представляющего это событие К. а. Одни и те же события могут быть представлены многими К.а.; разрабатываются методы построения К. а., представляющих заданные события и имеющих наименьшее число состояний. После того как соотношение (1) для искомого автомата определено, возникают задачи о его реализации. В частности, соотношение (1) может быть реализовано логич. системами, и тогда возникает задача о построении логич. системы, реализующей соотношение (1) и содержащей, напр., наименьшее количество элементов из заданного набора.

Особый класс задач теории К. а. возник в связи с попытками рассмотреть простейшую математич. модель нервной ткани как конечную. Структура связей, осуществляемая между нейронами в живой нервной ткани, напр. в мозге, не может пока наблюдаться непосредственно, и о ней судят по «поведению» всей совокупности нейронов в целом, напр. по реакциям живого существа на внешние раздражения. Это приводит к постановке задачи об определении неизвестной нам структуры К. а. по результатам эксперимента, в ходе к-рого на вход системы подаются последовательности внешних воздействий ρ и наблюдаются появляющиеся последовательности выходных символов $\varkappa$. Теоремы Мура устанавливают возможности такого эксперимента с конечной входной последовательностью, определяющего число состояний системы.

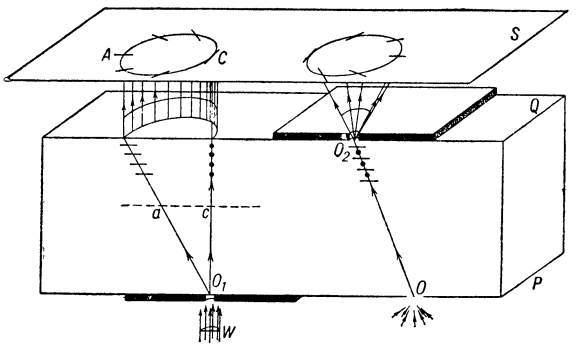
Делаются попытки выяснить возможности построения К. а., моделирующего наиболее тонкие процессы, происходящие в живом мозге: выработку рефлексов, обучения, распознавания образов, мышления. Экспериментально проверена возможность построения К. а. (напр., выбором программы для цифровых машин), в к-рых реализуется процесс обучения распознаванию зрительных образов (напр., распознаванию букв или цифр, написанных разными почерками, и т. д.).

Лит.: 1) Автоматы. Сб. статей, под ред. К. Э. Шеннона и Дж. Маккарти, пер. с англ., М., 1956; 2) Айзерман М. А., Гусев Л. А., Розоноэр Л. И., Смирнова И. М. и Таль А. А., Конечные автоматы, «Автоматика и телемеханика», 1960, т. 21, № 2—3; 3) Кобринский Н. Е., Трахтенброт Б. А., О построении общей теории логических сетей, в сб.: Логические исследования, М., 1959; 4) Браверман Э. М., Некоторые вопросы построения машин, классифицирующих объекты по не заданному заранее признаку, «Автоматика и телемеханика», 1960, т. 21, № 10.

М. А. Айзерман.

КОНИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ—частный случай преломления пучка лучей света на входной или выходной грани двуосного кристалла, когда каждый луч распадается на бесконечное число лучей, направленных по образующим конуса, с вершиной в точке падения луча на грань (см. также *Кристаллооптика*).

Пусть грани P и Q пластинки, вырезанной из двуосного кристалла, перпендикулярны к одной из его оптич. осей (бинормали O_1c). Если пучок непо-



ляризованных параллельных лучей, падающих перпендикулярно на P, пропустить через узкий прокол O_1 в непрозрачном экране, то можно наблюдать внутреннюю К. р. — пучок будет расходиться из O_1 внутри пластинки полым конусом и, преломившись на Q, образует в воздухе полый цилиндр, дающий светлое кольцо на экране S. В каждом участке кольца направление световых колебаний (вектора электрич. индукции) проходит через точку c, лежащую на O_1c. Внешняя К. р. может наблюдаться с той же пластинкой; если узкое отверстие O осветить рассеянным светом и через прокол O_2 пропустить в воздух лучи, направления к-рых внутри кристалла очень близки к бирадиали, то из O_2 будут также выходить пучки плоскополяризованных лучей, заполняющие полый конус с вершиной в O_2.

К. р. испытывают при опытах только те немногие лучи, направление к-рых до преломления их по конусу точно совпадает с направлением бинормали или бирадиали. Лучи же близких к ним направлений, несравненно более многочисленные, испытывают лишь обычное двойное преломление, образуя внутри и вне слабо освещенных колец К. р. значительно более яркие кольца. К. р. объясняется *Гюйгенса—Френеля принципом.*

Лит.: 1) Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958; 2) Борн М., Оптика, пер. с нем., Х.—К., 1937; 3) Шефер К., Теоретическая физика, пер. с нем., т. 3, ч. 2, М.—Л., 1938.

КОНОВАЛОВА ЗАКОНЫ связывают состав однородной *жидкой смеси* двух летучих компонентов с составом ее пара, т. е. характеризуют фазовое равновесие жидкость — пар двух полностью смешивающихся летучих жидкостей. Открыты и теоретически обоснованы в 1881—1884 гг. Д. П. Коноваловым. В общем случае концентрации веществ в жидкой и паровой фазах, находящихся в равновесии, не совпадают. Согласно 1-му К. з., пар относительно богаче тем компонентом, прибавление к-рого к смеси повышает общее давление пара или, при данном давлении, понижает темп-ру кипения. Согласно 2-му К. з., в точках, соответствующих минимуму или максимуму упругости пара (или темп-ры кипения), пар имеет тот же состав, что и жидкость. К. з. обосновывают возможность разделения жидких смесей *ректификацией*. К. з. могут быть строго термодинамически выведены несколькими путями: из общей теории термодинамич. потенциалов Гиббса, из *Гиббса — Дюгема уравнения* и т. д.

Лит.: 1) Аносов В. Я., Погодин С. А., Основные начала физико-химического анализа, М.—Л., 1947; 2) Карапетьянц М. Х., Химическая термодинамика, 2 изд., М.—Л., 1953.

Ю. Н. Дрожжин-Лабинский.

КОНОСКОПИЧЕСКАЯ ФИГУРА — то же, что *интерференционная фигура*.

КОНСЕРВАТИВНАЯ СИСТЕМА (в физике) — механич. система, при движении к-рой сумма ее кинетич. T и потенциальной П энергий остается величиной постоянной, т. е. имеет место закон сохранения механич. энергии: $T + П = \text{const}$. К. с. — любая механич. система, движущаяся в стационарном (не изменяющемся со временем) потенциальном силовом поле при условии, что система свободна или наложенные на нее связи являются идеальными и не изменяющимися с течением времени. Примером К. с. служит солнечная система. В земных условиях благодаря неизбежному наличию сопротивлений движению К. с. осуществляются лишь грубо приближенно. Напр., можно приближенно рассматривать как К. с. колеблющийся маятник, если пренебречь трением в оси подвеса и сопротивлением воздуха.

Движение К. с., имеющей одну степень свободы, полностью определяется интегралом энергии $T + П = \text{const}$. Движение К. с. с бо́льшим числом степеней свободы может быть изучено с помощью *Лагранжа уравнений*, для к-рых в этом случае *Лагранжа функция* $L = T - П$ и, следовательно, легко вычисляется.

К. с. не следует смешивать с замкнутой системой, для к-рой имеет место закон сохранения количества движения, т. к. замкнутая система может вообще не быть К. с., если внутр. силы не являются потенциальными. В свою очередь, К. с. может не быть замкнутой, т. е. ее движение может происходить в потенциальном силовом поле, образованном телами, не входящими в К. с., как, напр., колебания маятника в поле тяготения Земли. *С. М. Тарг.*

КОНСОНАНС — благозвучное, согласованное сочетание звуков при одновременном звучании (в противоположность *диссонансу*). По теории Гельмгольца созвучие воспринимается как консонансное или диссонансное в зависимости от наличия *биений* между обертонами или между *комбинационными тонами* образующих его звуков. При К. частоты обертонов низших порядков совпадают и общее количество биений значительно меньше, чем при диссонансе. Консонирующими являются *интервалы*, для к-рых частоты основных тонов образующих их звуков относятся между собой, как малые целые числа: 1 : 2 — октава, 2 : 3 — квинта, 4 : 3 — кварта, 5 : 4 — большая терция, 6 : 5 — малая терция, 5 : 3 — большая секста, 8 : 5 — малая секста. Иногда К. разделяют на совершенные (октавы, квинты, кварты) и несовершенные (большие и малые терции и сексты).

КОНСТАНТА РАВНОВЕСИЯ — см. *Действующих масс закон, Равновесие химическое*.

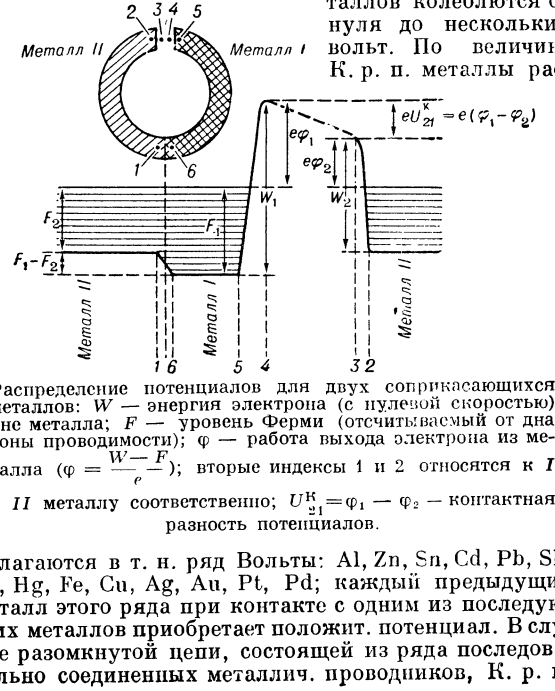
КОНСТАНТАН — медноникелевый сплав (40—46% Ni, 54—60% Cu), иногда содержащий до 2% Mn, обладающий высоким уд. электрич. сопротивлением ρ, примерно постоянным в большом интервале темп-р, и высокой термо-эдс в паре с Cu, Fe и сплавом хромель (90% Ni, 10% Cr). Применяется в реостатных сопротивлениях и в термопарах для измерения темп-р < 400—$500°$ С (при более высоких темп-рах К. окисляется). К. состава 54% Cu, 45% Ni, 1% Mn имеет при $20°$ С $\rho = 0{,}50$ *ом·мм²/м*, темп-рный коэфф. сопротивления в интервале 20—$100°$ С равен $-0{,}03 \cdot 10^{-3}$ *град*$^{-1}$.

Термо-эдс термопары К. (55% Cu, 45% Ni) — хромель равна 67; К. — Fe = 54; К. — Cu = 46 *мкв/град*. К. (особенно с примесью Mn) хорошо поддается обработке, устойчив по отношению к коррозии. Плотность К. равна 8,8—8,9 *г/см*³.

Лит.: 1) Металлы и сплавы в электротехнике, т. 2, 3 изд., М.—Л., 1957, с. 65—7; 2) Юм-Розери В., Христиан Дж., Пирсон В., Диаграммы равновесия металлических систем, пер. с англ., М., 1956, с. 98—101. *Я. П. Селисский.*

КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ — разность потенциалов, возникающая между двумя телами (одно из к-рых — металл или полупроводник) при их непосредственном соприкосновении. Причина возникновения К. р. п. — наличие в металлах и полупроводниках электронов проводимости. При соприкосновении таких тел между ними будет происходить обмен электронами; число электронов, переходящих из одного тела в др. и обратно, зависит от *работы выхода* электронов для каждого из них. Большее число электронов будет переходить от тела с меньшей работой выхода к телу с большей работой выхода до тех пор, пока между обоими телами не установится разность потенциалов — К. р. п., препятствующая дальнейшему преимущественному переходу электронов из 1-го тела во 2-е (при этом тело с меньшей работой выхода электронов заряжается положительно, а тело с большей работой выхода — отрицательно). Условием термодинамич. равновесия является равенство *электрохимических потенциалов* электронных газов соприкасающихся тел, т. е. равенство *Ферми уровней*.

Контактная разность потенциалов в случае двух металлов. В случае двух металлов равенство уровней Ферми означает практически совпадение наиболее высоких из заполненных энергетических уровней электронов F при абс. темп-ре $T = 0$ (т. к. электронный газ в металлах является сильно вырожденным и даже значительное повышение темп-ры слабо сказывается на распределении электронов по энергетич. уровням. См. *Ферми—Дирака статистика*, *Металлы*). Поэтому на границе контакта металлов образуется скачок потенциала, равный разности ($F_1 - F_2$) фермиевских уровней обоих металлов до возникновения контакта (отсчитываемых соответственно от дна зоны проводимости для металлов *I* и *II*), препятствующий преобладающему переходу электронов проводимости из одного тела в другое, а между их свободными поверхностями возникает К. р. п. $U^{к}_{21}$, равная разности работ выхода электронов из этих металлов, т. е. $U^{к}_{21} = \varphi_1 - \varphi_2$ (см. рис.). Значения К. р. п. для различных пар металлов колеблются от нуля до нескольких вольт. По величине К. р. п. металлы располагаются в т. н. ряд Вольты: Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd; каждый предыдущий металл этого ряда при контакте с одним из последующих металлов приобретает положит. потенциал. В случае разомкнутой цепи, состоящей из ряда последовательно соединенных металлич. проводников, К. р. п.



Распределение потенциалов для двух соприкасающихся металлов: W — энергия электрона (с нулевой скоростью) вне металла; F — уровень Ферми (отсчитываемый от дна зоны проводимости); φ — работа выхода электрона из металла ($\varphi = \frac{W - F}{e}$); вторые индексы 1 и 2 относятся к *I* и *II* металлу соответственно; $U^{к}_{21} = \varphi_1 - \varphi_2$ — контактная разность потенциалов.

между крайними проводниками не зависит от промежуточных звеньев и равна разности их работ выхода. Следовательно, эдс в замкнутой цепи, состоящей из одних металлов, равна нулю (правило Вольты).

На величину К. р. п. влияют те же факторы, что и на работу выхода: темп-ра, поверхностные уровни энергии, слои различных веществ на поверхности, адсорбированные газы, изменение положения электрохимич. потенциала электронного газа посредством легирования примесями.

Одним из распространенных методов измерения К. р. п. является метод вибрирующего конденсатора Томсона. Два тела, для к-рых измеряется К. р. п., делаются пластинами плоского конденсатора; при периодич. изменении расстояния между пластинами происходит периодич. изменение емкости конденсатора. Измеряя вызываемый этим ток, находят разность потенциалов между пластинами, т. е. К. р. п.

К. р. п. играет большую роль в работе электровакуумных приборов, особенно *электронных ламп* с сеточным управлением. В электронных лампах между электродами существуют К. р. п. (между катодом и анодом $U^{к}_{ак} = \varphi_к - \varphi_а$, между катодом и управляющей сеткой $U^{к}_{ск} = \varphi_к - \varphi_с$), к-рые складываются с напряжением от внешнего источника и т. о. влияют на вид вольт-амперных характеристик. Если $\varphi_с > \varphi_к$, то К. р. п. отрицательна; это приводит к уменьшению величины анодного тока и крутизны характеристики. Изменение величины К. р. п. (напр., вследствие изменения работы выхода управляющей сетки) под действием физико-химич. процессов, протекающих в электровакуумных приборах во время их работы, влияет на стабильность параметров ламп. Наиболее сильные изменения К. р. п. наблюдаются в приборах с оксидным катодом (см. *Катод оксидный*) и особенно в случае катодов прямого накала (см. *Катод*). В подобных случаях одно из средств достижения длительной стабильности К. р. п. и параметров прибора — распыление в приборе во время его обработки на насосе (или после этого) металлич. магния с целью напыления его на сетку. Положительная К. р. п. практически используется в т. н. *термоэлектронных преобразователях* энергии, в к-рых *термоэлектронная эмиссия* служит средством прямого преобразования тепловой энергии в электрич.

Лит.: 1) Царев Б. М., Контактная разность потенциалов и ее влияние на работу электровакуумных приборов, 2 изд., М., 1955; 2) Добрецов Л. Н., Термоэлектронные преобразователи тепловой энергии в электрическую, «ЖТФ», 1960, т. 30, вып. 4, с. 365—94. *Б. М. Царев.*

КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ в полупроводниках — термодинамически равновесное значение разности потенциалов, возникающей в приграничном слое при соприкосновении (контакте) двух полупроводников или полупроводника с металлом. Обусловлена двойным электрич. слоем, образующимся в приконтактной области в результате перехода электронов из тела с меньшей *работой выхода* в тело с большей работой выхода. В отличие от металлов, протяженность приконтактной области в полупроводниках гораздо больше атомных размеров, и поэтому К. р. п. в полупроводниках создается (полностью или частично) объемным, а не поверхностным зарядом.

Вылету электронов из полупроводника или металла препятствуют электрич. силы, действующие у поверхности и направленные внутрь тела. Этим поверхностным потенциальным барьером W обусловлена разность потенциалов между телом и вакуумом, а также между двумя телами с различными значениями W. Из *Ферми—Дирака статистики* следует, что термодинамич. равновесию двух тел с электронной проводимостью соответствует равенство *Ферми уровней* $F_1 = F_2$ (уровней хим. потенциала для электронного газа). Если до создания электрич. контакта между двумя твердыми телами положение уровней Ферми в них было различным, то после возникновения контакта, создающего возможность электронного обмена, происходит перенос заряда из одного тела в др. до тех пор, пока не совпадут уровни Ферми. Связанная с этим процессом дополнительная разность потенциалов, возникающая между телами, наз. К. р. п.

При рассмотрении объемных электронных процессов в твердом теле выбор нуля отсчета энергий (от к-рого, в частности, отсчитывается и положение уровня Ферми) связывают обычно с зонной схемой данного тела (дном зоны проводимости, или потолком валентной зоны в металлах; серединой запрещенной зоны в полупроводниках). При рассмотрении контактных явлений необходим выбор общего нуля отсчета энергий для обоих тел. Поскольку после контакта уровни Ферми совпадают, а до контакта $F_1 \neq F_2$, возникающая между телами К. р. п. равна $U^{к}_{21} = (F_2 - F_1)/e$. Если выбрать за нуль потенциал вакуума (воздуха) в зазоре между телами до возникновения контакта, то работа переноса в вакуум электрона, находившегося на уровне Ферми в твердом теле, равна $e\varphi = -F$. Эта величина наз. работой выхода (точнее, термодинамич. работой выхода). Следовательно, К. р. п. $U^{к}_{21} = \varphi_1 - \varphi_2$, где $e\varphi_1$ и $e\varphi_2$ — работы выхода электрона из 1-го и 2-го тела. Величина работы выхода $e\varphi$ зависит от объемных и поверхностных свойств кристалла, в т. ч. от концентрации свободных электронов (дырок).

Протяженность приконтактного заряда в металлах не превышает 10^{-7} *см*. Вследствие значительно меньшей проводимости полупроводников приконтактный объемный заряд простирается в них на $10^{-5} - 10^{-4}$ *см* и более (по порядку величины толщина слоя объемного заряда в полупроводниках и диэлектриках равна длине Дебая $L_{деб} = \sqrt{\varepsilon kT/4\pi e^2 n}$, где ε — диэлектрич. проницаемость, k — постоянная Больцмана, T — абс. темп-ра, n — концентрация основных носителей заряда — электронов или дырок). Поэтому в металлах К. р. п. $U^{к}$ накладывается на поверхностные барьеры W_1 и W_2, в результате чего потенциал на границе двух металлов скачком изменяется на величину $P_{21} = (W_2 - W_1)/e + U^{к}_{21}$, наз. иногда внутренней контактной разностью потенциалов (W наз. полной работой выхода). Напротив, в полупроводниках $(W_2 - W_1)/e$ и $U^{к}_{21} = \varphi_1 - \varphi_2$ пространственно разделены: $\frac{W_2 - W_1}{e}$ изменяется скачком на поверхности раздела, тогда как К. р. п. падает в приконтактном объеме полупроводников. При контакте высокоомного и низкоомного полупроводников толщина слоя объемного заряда в материале с бо́льшим уд. сопротивлением больше, чем в более проводящем материале. В предельном случае контакта полупроводника с металлом весь объемный заряд локализован в полупроводнике.

Электрич. поле К. р. п. изменяет концентрации свободных носителей заряда (электронов, дырок) в приконтактном слое. В тех случаях, когда концентрация основных носителей заряда (электронов — в полупроводнике n-типа, дырок — в полупроводнике p-типа) понижается, приконтактный слой в полупроводниках представляет собой достаточно протяженную область повышенного сопротивления (запирающий слой). Поэтому контакт двух полупроводников, а также полупроводника с металлом обладает нелинейной характеристикой, т. е. приобретает выпрямляющие свойства, т. к. концентрации носителей заряда, а след. и сопротивление контакта зависят от приложенного напряжения. С К. р. п.

связан также ряд др. важных электронных явлений: вентильная фотоэдс, термоэлектричество и др.

На внешних контактах металл — полупроводник и полупроводник — полупроводник К. р. п. создается не только объемными, но и поверхностными зарядами, локализующимися на поверхностных уровнях (см. *Тамма уровни*). Кроме того, сами значения работы выхода зависят от обработки и чистоты поверхностей. Для получения чисто объемного и воспроизводимого значения К. р. п. в полупроводниках изготовляют внутренние контакты (p — n-переходы) введением спец. примесей, создающих в одной части полупроводникового кристалла электронную, а в др. — дырочную проводимость.

Порядок величины К. р. п. в полупроводниках — от малых долей *в* до нескольких *в*. В p — n-переходах К. р. п. меньше ширины запрещенной зоны и только при очень высоких концентрациях примесных атомов приближается к этому значению и может даже (в вырожденных полупроводниках) немного превосходить его. (См. *Полупроводники*, *Полупроводниковые выпрямители*.)

Лит.: 1) Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, [2 изд.], М.—Л., 1957; 2) Губанов А. И., Теория выпрямляющего действия полупроводников, М., 1956; 3) Шокли В., Теория электронных полупроводников, пер. с англ., М., 1953.

Э. И. Адирович.

КОНТАКТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ — материалы, применяемые для изготовления электрич. контактов. Различают: неподвижные контакты — для длительного неподвижного соединения проводников (зажимные, болтовые, винтовые, цельнометаллические и др.), разрывные — для периодич. размыкания и замыкания электрич. цепи (в реле, контакторах, магнитных пускателях, различных выключателях и т. д.) и скользящие — для электрич. соединения подвижных и неподвижных частей электрич. цепи (между щетками и коллектором или кольцами электрической машины).

Для неподвижных контактов применяются Cu, Al, сплавы на их основе, сплавы Zn—Al, сталь, причем для предотвращения интенсивной коррозии, особенно разнородных материалов, необходимо пользоваться металлич. покрытиями (серебрение, лужение, кадмирование, цинкование, электролитич. покрытие).

Разрывные контакты должны быть устойчивыми по отношению к электрич. эрозии, вызывающей износ и деформацию контактных поверхностей из-за плавления и испарения металла под действием электрич. искры; кроме того, для их работы необходимы высокие антикоррозионные свойства и механич. прочность, плохая привариваемость, низкая и стабильная величина переходного сопротивления, максимальные значения электропроводности, теплопроводности, теплоемкости, скрытых теплот плавления и испарения.

Разрывные контакты делятся на: малонагруженные (слаботочные), разрывающие токи порядка долей *а* (телеграфная и телефонная техника, точные измерит. приборы, импульсные датчики и др.); средненагруженные, разрывающие токи порядка нескольких *а* (реле, блок-контакты, кулачковые элементы, выключатели и др.), и высоконагруженные, разрывающие токи от десятков до тысяч *а* (магнитные пускатели, контакторы, автоматы, высоковольтные выключатели и др.). Основными К. м. для мало- и средненагруженных контактов являются чистые Au, Pt, Ag, Pd и сплавы на их основе, а также W, Re, Rh, сплавы W — Mo и др. (табл. 1, 2). Для высоконагруженных контактов применяются Ag, Cu и их сплавы с небольшими присадками др. элементов (Ag—Cd, Ag—Cu, Cu—Cd, Cu—Ag и др.). В дуговых контактах высоковольтных выключателей иногда применяют латунь.

В приборах и машинах, в к-рых тяжелые условия работы приводят к оплавлению, привариванию или быстрому износу контактов из чистых металлов и сплавов, лучшие результаты дают металлокерамич. К. м. [5]. Последние представляют собой равномерную смесь двух (или более) фаз, из которых одна более тугоплавка, чем другая (например, W—Ag). При переходе в такой гетерогенной структуре одной из фаз в жидкое состояние она силами капиллярного натяжения удерживается в порах тугоплавкой фазы без растекания и разбрызгивания.

У биметаллич. контактов рабочий слой состоит гл. обр. из Ag и сплавов, содержащих Ag, а нерабочий — Ni, Fe, Cu и др. (не менее 25% объема контактов).

Скользящие контакты характеризуются: отсутствием искрения, малым износом щеток и коллектора, а также малыми электрич. потерями; искрение (коммутационное и механич.) приводит к испарению металла с поверхности контактов, делает ее шероховатой, что увеличивает механич. износ. Поверхность коллектора, изготовляемого из Cu или из кадмиевой бронзы, в процессе работы покрывается блестящим тонким ($\approx$ 1 000 Å) слоем — политурой, состоящей из окиси Cu и графита.

Табл. 1. — Свойства некоторых металлов и химических соединений, применяемых для изготовления контактов.

Вещество	Темп-ра плавления (°C) [1]	Темп-ра кипения (°C) [2]	Уд. электросопротивл. (*ом · мм²/м*) [2]	Темп-рный коэфф. электросопротивл. ($\alpha_\rho \cdot 10^3$ *град*$^{-1}$) [3]	Теплопроводность (*вт/см · град*) [2]	Уд. теплоемкость (*кал/г · град*) [1]	Твердость по Бринеллю H_B (после отжига) [2]	Плотность (*г/см*³) [2]
Вольфрам	3 380	5 400	0,055	5	1,7	0,032	350	19,3
Графит	(3 550)	4 350						2,2
Золото	1 063,4	2 950	0,022	4	3,1	0,031	20	19,3
Иридий	2 454	5 300	0,053		0,59	0,067	170	22,4
Кадмий	321	765	0,076	4	0,22	0,055	20	8,6
Окись кадмия	1 497					0,080		6,9
Карбид вольфрама	разл.	(6 000)	0,14			0,044	1730*	15,6
Кобальт	1 495	2 900	0,054		0,71	0,100	125	8,9
Медь	1 083	2 570	0,017	4	4,1	0,092	35	8,9
Молибден	2 600	5 550	0,051	4,5	1,5	0,059	150	10,2
Никель	1 453	2 910	0,078	5	0,8	0,107	65	8,9
Осмий	2 700	5 500	0,100			0,028	400	22,5
Палладий	1 552	(3 800)	0,107	3,3	0,7	0,059	60	12,0
Платина	1 769	4 100	0,105	3,8	0,7	0,032	50	21,4
Рений	3 180	5 600	0,198	3,1	0,7		250	21,0
Родий	1 966	4 300	0,050	4,4	0,88	0,059	100	12,4
Рутений	2 500	4 900	0,080			0,055	220	12,5
Серебро	960,8	2 200	0,016	4	4,2	0,056	25	10,5

* Микротвердость.

Табл. 2. — Свойства сплавов, применяемых для разрывных контактов.

Сплав	Процент 2-го компонента	Точка плавления (солидуса) (°С)	Уд. электросопротивл. ($ом \cdot мм^2/м$)	Темп-рный коэфф. сопротивл. $\alpha_\rho \cdot 10^3$ ($град^{-1}$) [2]	Теплопроводность ($вт/см \cdot град$) [2]	Твердость по Бринеллю H_B (после отжига) [2]	Плотность ($г/см^3$) [2]	Напряж. дуги* ($в$) [2]	Предельн. ток*($а$) [2]
Pt — Rh	10	1 825	0,19	1,8		80	20,0	—	—
Pt — Ir	10	1 785	0,245	1,33	0,3	94	21,6	20	1,0
Pt — Ir	15	1 805	0,27	1,0	0,23	130	21,6	—	—
Pt — Ir	20	1 835	0,30	0,8	0,18	183	21,7	—	—
Pt — Ir	25	1 870	0,33	0,5	0,16	213	21,7	20	0,74
Pt — Ir	30	1 910	0,35	0,3	0,16	244	21,8	—	—
Pt — Ru	5	1 775	0,31	—		130	20,3	—	0,9
Pt — Ru	10	1 780	0,422	0,8		195	19,9	—	—
Pt — Ru	14	1 800	0,458	—		240	19,5	—	—
Pt — Os	7	1 820	0,40	—		250	21,7	—	2,5
Pt — Ni	8	1 670	0,27	1,5	0,36	160	19,1	16	0,85
Pt — W	5	1 840	0,425	0,8		130	21,3	—	0,9
Pt — Mo	10	1 700	0,585	—		195	20,5	—	—
Pd — Ir	10	1 555	0,27	1,33		120	12,6	—	—
Pd — Ir	18	1 555	0,33	0,75		198	13,0	—	—
Pd — Ag	40	1 330	0,42	0	0,31	52	11,0	—	0,5
Pd — Ag	50	1 290	0,31	0,3	0,35	42	10,9	—	—
Pd — Ag	80	1 070	0,101	0,5	0,92	35	10,7	—	—
Pd — Ag	90	1 000	0,059	0,9	1,42	30	10,6	11	0,3
Pd — Ag	95	975	0,038	1,7	2,2	26	10,5	—	—
Pd—Ag—Co	Ag 35, Co 5	—	0,38	0,14		192	11,1	—	—
Pd — Cu	40	1 200	0,35	0,38	0,30	86	10,4	—	0,6
Au — Ag	30	1 025	0,104	0,8	0,67	32	16,6	14	0,4
Au — Ag	90	965	0,036	2,2	1,95	29	11,4	11	0,25
Au — Pt	7	1 105	0,102	0,43	0,7	40	19,6	—	—
Au — Ag — Pt	Ag 24, Pt 6	1 100	0,168	—		60	17,1	—	0,35
Au — Ni	5	1 000	0,123	0,7		99	18,3	15	0,4
Au — Zr	3	1 065	0,20	—		120, остаренный 230	18,3	—	—
Ag — Cu	7,5	810	0,019	—	3,5	35	10,3	—	—
Ag — Cu	10	779	0,020	3,7	3,4	60	10,3	—	—
Ag — Cu	20	779	0,021	3,7	3,4	70	10,2	—	—
Ag — Cu	50	779	0,021	3,8	3,2	75	9,7	—	—
Ag — Pt	4	965	0,056	—		35	10,9	—	—
Ag — Cd	20	865	0,057	—	1,0	55	10,3	10	0,3
W — Mo	5	3 190	0,07	—		300	—	—	—
W — Mo	34	2 960	0,09	—		280	—	—	—

* В зазоре шириной $\approx 10^{-4}$ см.

К. м. для скользящих контактов делятся на: угольнографитные, графитные, электрографитированные и металлографитные [6]. Наилучшими коммутирующими свойствами обладают твердые электрографитированные щетки, содержащие в основном сажу и древесный уголь. Применение металлосодержащих щеток увеличивает плотность тока на щетках и уменьшает потери за счет переходного сопротивления, однако эти преимущества могут быть реализованы лишь в *электрических машинах* с невысокой плотностью тока; увеличение содержания меди способствует коммутационному искрению [7].

Лит.: 1) Kubaschewski O., Evans E., Metallurgical thermochemistry, 3 ed., L. — [a. o.], 1958; 2) Усов В. В., Займовский А. С., Проводниковые, реостатные и контактные материалы, 3 изд., М.—Л., 1957 (Металлы и сплавы в электротехнике, т. 2); 3) Хольм Р., Электрические контакты, пер. с англ., М., 1961; 4) Hansen M., Anderko K., Constitution of binary alloys, 2 ed., N. Y. — [a. o.], 1958; 5) ГОСТ 3884—61. Контакты электрические размыкаемые, композиционные и биметаллические. Типы, основные размеры; 6) ГОСТ 2332—43. Щетки для электрических машин; 7) Белкин М. Д. и Штыхнов Г. С., Щетки для электрических машин, их производство и применение, М.—Л., 1952; Мелашенко И. П., Дугостойкая металлокерамика для контактных систем силовых выключателей, М., 1959.

И. П. Мелашенко, К. М. Розин.

КОНТАКТНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ (механич.) — напряжения, к-рые возникают при механич. взаимодействии твердых деформируемых тел на площадках их соприкасания и вблизи этих площадок (напр., при сжатии соприкасающихся тел). Знание К. н. важно для расчета на прочность подшипников, зубчатых и червячных передач, шариковых и цилиндрич. катков, кулачковых механизмов и т. п. Определение К. н. составляет задачу, наз. контактной.

Решение нек-рых контактных задач для упругих тел впервые дано Герцем. В основу теории К. н. положены след. предположения: а) материал соприкасающихся тел в зоне контакта однороден и следует закону Гука; б) линейные размеры площадки контакта малы по сравнению с радиусом кривизны и линейными размерами соприкасающихся поверхностей в окрестности точек контакта; в) силы трения между соприкасающимися телами пренебрежимо малы. При этом найдено, что при сжатии двух тел, ограниченных плавными поверхностями, площадка контакта имеет форму эллипса (в частности, круга или полоски), а интенсивность распределения К. н. по этой площадке следует эллипсоидальному закону.

К. н. имеет местный характер, т. е. быстро убывает при достаточном удалении от места контакта (соприкасания тел). Распределение К. н. по площадке контакта и в ее окрестности неравномерно и характеризуется большими градиентами. Важной особенностью распределения К. н. (напр., при сжатии шаров или пересекающихся цилиндров) является то, что макс. касательные напряжения τ_{max}, к-рые в значительной мере предопределяют прочность сжимаемых тел, имеют место на нек-рой глубине под площадкой контакта. Вблизи самой этой площадки напряженное состояние близко к гидростатич. сжатию, при к-ром, как известно, касательные напряжения отсутствуют.

Характерными случаями соприкасания упругих тел являются:

1. Соприкасание шаров (рис. 1); площадка контакта имеет форму круга радиуса a, по к-рой действует давление с интенсивностью $p(r)$:

$$p(r) = p_0 \sqrt{1 - r^2/a^2}; \quad r^2 = x^2 + y^2,$$

где

$$p_0 = \frac{3P}{2\pi a^2}, \qquad a = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{6PR_1R_2}{R_1 + R_2} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)},$$

E_1, E_2 — модули упругости материалов, ν_1, ν_2 — коэфф. поперечного сжатия, P — равнодействующая сил, приложенных к каждому из соприкасающихся шаров. Наибольшие сжимающие К. н. (рис. 1, *б*) действуют в центре площадки и равны $\sigma_z = -p_0$, а между напряжениями σ_x, σ_y, σ_z в центре площадки контакта существует зависимость: $\sigma_x = \sigma_y = {}^1/_2(1+2\nu)\sigma_z$. Макс. касательные напряжения в этом случае равны $\tau_{max} = 0{,}3\ p_0$ и имеют место в точке A, отстоящей от центра площадки контакта по оси Oz на расстоянии $0{,}786\ a$.

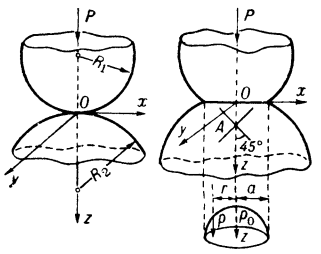


Рис. 1.

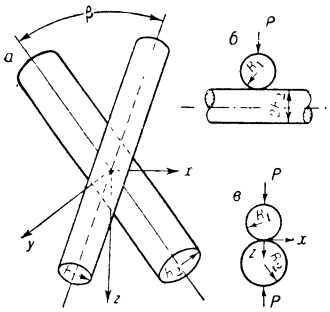


Рис. 2.

2. Соприкасание двух цилиндров (рис. 2), оси к-рых образуют угол β ($0 < \beta \leqslant {}^1/_2\pi$); площадка контакта — эллипс; интенсивность распределения давления по этой площадке определяется ф-лой:

$$p(x, y) = q_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{b^2} - \frac{y^2}{b^2(1-e^2)}},$$

где

$$q_0 = \frac{3P}{2\pi b^2\sqrt{1-e^2}},$$

$$b = \sqrt[3]{\frac{3}{2\pi}\frac{PE(e)}{(M+N)(1-e^2)}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)}.$$

Эксцентриситет эллипса e определяется из соотношения

$$\frac{M}{N} = \frac{(1-e^2)[K(e)-E(e)]}{E(e)-(1-e^2)K(e)},$$

где

$$M = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2\beta_1}{R_1} + \frac{\sin^2(\beta+\beta_1)}{R_2}\right],$$

$$N = \frac{1}{2}\left[\frac{\cos^2\beta_1}{R_1} + \frac{\cos^2(\beta+\beta_1)}{R_2}\right],$$

$$\operatorname{tg} 2\beta_1 = \frac{-\frac{1}{R_2}\sin 2\beta}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\cos 2\beta},$$

$K(e)$, $E(e)$ — полные эллиптич. интегралы 1-го и 2-го рода.

Если угол $\beta = {}^1/_2\pi$, а $R_1 = R_2$ (рис. 2, *б*), то площадка контакта будет кругом и закон распределения давления по ней будет таким же, как и в случае сжатия шаров. Характерно, что макс. К. н. σ_z при сжатии двух шаров радиуса R примерно в 1,6 раза больше макс. К. н. σ_z при сжатии двух накрест лежащих цилиндров ($\beta = {}^1/_2\pi$), радиусы к-рых равны R, а материал и равнодействующая P такие же, как и у шаров.

Если $\beta \to 0$, то бо́льшая ось площадки контакта между соприкасающимися цилиндрами увеличивается и при $R_1 \approx R_2$, $\beta \approx 5°$ (или при $R_1 \approx 5R_2$, $\beta \approx 10°$) становится сравнимой с радиусом цилиндра. В этом случае ф-лы для определения деформаций, полученные в теории Герца, не применимы. Однако ф-лы для определения К. н., полученные на основании этой теории (когда область контакта мала), имеют смысл и в этом случае, т. е. при $\beta \to 0$. В случае $\beta = 0$ (рис. 2, *в*) площадка контакта имеет вид полоски шириной $2l$. Распределение давления по этой полоске определяется ф-лой

$$p(x) = \frac{2Q}{\pi l^2}\sqrt{l^2 - x^2},$$

$$l = \sqrt{\frac{4QR_1R_2}{\pi(R_1+R_2)}\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)},$$

где Q — нагрузка на ед. длины цилиндра.

В течение последних 30 лет классич. теория Герца и проблема К. н. в целом получили значительное математич. развитие. Изучено влияние сил трения между соприкасающимися телами на величину К. н.; исследованы случаи соприкасания тел, когда одно из них является гибким, напр. плиты и балки на упругом основании, подкрепляющие кольца и стержни; рассмотрены случаи, когда линейные размеры области контакта сравнимы с радиусом кривизны соприкасающихся тел, напр. давление цилиндра на край цилиндрич. отверстия в упругом теле, радиусы к-рых почти равны; решена задача в общем случае о давлении абсолютно жесткого тела (штампа), круглого в плане, на упругое полупространство; решены нек-рые конкретные задачи для анизотропных тел и ряд др. задач.

Лит.: 1) Динник А. Н., Избр. труды, т. 1, Киев, 1952; 2) Штаерманн И. Я., Контактная задача теории упругости, М.—Л., 1949; 3) Галин Л. А., Контактные задачи теории упругости, М., 1953; 4) Ковальский Б. С., Напряжения на площадке местного смятия при учете силы трения, «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1942, № 9; 5) Лехницкий С. Г., Анизотропные пластинки, 2 изд., М., 1957; 6) Основы современных методов расчета на прочность в машиностроении, М., 1950.

В. В. Панасюк.

КОНТРАВАРИАНТНОСТЬ — см. *Ковариантность и контравариантность.*

КОНТРАСТ зрительный — особенность зрительных восприятий, в силу к-рой визуальная оценка излучений меняется в зависимости от окружающего фона (т. н. одновременный К.) или от того, какой свет ранее действовал на тот же участок сетчатки (последовательный К.). Напр., тот же самый участок поля зрения кажется светлее на темном фоне, чем на светлом, и темнее после яркого света, чем после слабого освещения. В случае цветного окружения визуальная оценка цвета участка изменяется приблизительно в сторону дополнительного цвета к цвету окружения. Явление К. проявляется и при восприятии излучений, следующих друг за другом: если долго смотреть на красный фотографич. фонарь, то после этого окружающие белые предметы кажутся зеленоватыми; если взглянуть на яркий источник света (солнце, нить электрич. лампы), то после этого на равномерном поле видны пятна, совпадающие по форме с источником света, т. н. «последовательные образы». При одновременном контрасте изменение оценки происходит всегда в сторону увеличения различия данного излучения с фоном; это же имеет место при последовательном К., если излучение, вызывающее К., не слишком яркое. После очень ярких источников света (нить лампы, солнце) возникают т. н. «положительные последовательные образы», не подчиняющиеся указанному правилу.

Последовательный К. и «последовательные образы» тесно связаны с явлением *адаптации*. Одна из причин одновременного К. — сочетание последовательного К. и движений глаза: вследствие постоянных движений глаза изображение к.-л. объекта попадает на участок сетчатки непосредственно после того, как на этот участок попадал фон. Однако одновременный

К. наблюдается также в условиях, при к-рых движения глаза не могут оказать влияния, т. е. когда последовательный К. не может иметь места, например при освещении объекта кратковременной (порядка 0,001 *сек*) вспышкой. В этом случае одновременный К. есть проявление свойства зрения человека оценивать яркость (или цвет) объекта в зависимости от яркости (или цвета) окружающих предметов — т. н. константность восприятия цвета (см. *Цветное зрение*). Разновидность одновременного К. — краевой или пограничный К. — возникает вблизи резкой границы двух полей. При этом части полей, объективно совершенно равномерных, кажутся вблизи границы иными, чем в середине. Напр., светлое поле вблизи границы с более темным полем кажется светлее, чем вдали от границы, а темное поле вблизи границы с более светлым — темнее. Краевой К. следует принимать во внимание при визуальной оценке фотографич. или иных изображений, напр. при изготовлении различного рода шкал. Явления краевого К. при этом легко принять за технич. дефект изображения. Достаточно, однако, закрыть контрастирующее поле менее контрастным, чтобы явление ослабилось или исчезло.

Н. Д. Нюберг.

КОНТРАСТ ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ — в черно-белом изображении разность наибольшей и наименьшей оптич. плотностей почернений $\Delta D = D_{max} - D_{min}$; в цветном изображении разность приведенных к серому поверхностных концентраций пурпурного (или голубого) красителя (см. *Эквивалентно-серая плотность*). К. ф. — характеристика негативного или позитивного фотографич. изображения. К. ф. тем больше, чем выше *контрастности коэффициент* γ фотографич. материала и чем более контрастен объект фотографирования.

КОНТРАСТНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГЛАЗА — см. *Зрение*.

КОНТРАСТНОСТИ КОЭФФИЦИЕНТ (г а м м а) — количественная характеристика контрастности фотографич. материала; один из важнейших его сенситометрич. параметров. Обозначается γ. К. к. определяется тангенсом угла наклона прямолинейного участка *характеристической кривой* фотографич материала к оси абсцисс при условии, что масштабы осей абсцисс и ординат одинаковы. Для черно-белого материала $\gamma = (dD/d\lg H)_{max}$, где D — плотность почернения, вызванная при данных условиях проявления количеством освещения H. В случае многослойного цветного материала для каждого из его слоев $\gamma_k = (dc_k/d\lg H)_{max}$, где c_k — поверхностная концентрация красителя в k-м слое. К. к. увеличивается с увеличением времени проявления до определенного предела, а затем уменьшается вследствие роста вуали.

Лит.: ГОСТ 2653—44. Основные понятия и величины фотографической сенситометрии.

КОНТУРНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ — интегралы, взятые по замкнутым кривым или по кривым, уходящим в бесконечность, на плоскости комплексного переменного. К. и. пользуются во мн. вопросах математич. анализа. Так, в теории спец. ф-ций, являющихся решениями нек-рых дифференциальных ур-ний 2-го порядка (см., напр., *Цилиндрические функции*), разыскание решения в виде К. и. позволяет получить эти решения в удобном для исследования виде [1, 2]; лежащие в основе операционного исчисления *Лапласа преобразование* и его обращение представляют собой К. и. [3]; теория *гамма-функции* существенно опирается на интегральные представления [3]; наконец, основные средства теории аналитич. ф-ций — интеграл Коши и интеграл типа Коши (см. *Коши интеграл*) — также представляют собой К. и. [1, 3].

Лит.: 1) С м и р н о в В. И., Курс высшей математики, т. 3, ч. 2, 7 изд., М., 1958; 2) К у р а н т Р., Г и л ь б е р т Д., Методы математической физики, пер. с нем., т. 1, 3 изд., М., 1951, гл. 4, § 2—4; 3) Л а в р е н т ь е в М. А., Ш а б а т Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 2 изд., М., 1958.

П. И. Лизоркин.

КОНФИГУРАЦИОННОЕ ПРОСТРАНСТВО — совокупность геометрич. переменных, задающих расположение в пространстве нек-рой системы и ее частей как друг относительно друга, так и относительно известной системы отсчета. К. п. одной материальной точки представляется совокупностью трех ее координат, напр. декартовых координат. К. п. системы из N материальных точек есть совокупность $3N$ координат, которые удобно рассматривать как координаты одной точки в $3N$-мерном пространстве. К. п. системы N точек допускает выделение трех координат центра инерции и еще трех переменных, задающих ориентацию системы как целого в пространстве (если все точки не лежат на одной прямой). Остальные $3N-6$ переменных задают относительное расположение точек. Когда на точки наложены жесткие связи, число переменных К. п. уменьшается. Так, К. п. произвольного твердого тела состоит из совокупности шести переменных: трех координат центра инерции и трех эйлеровых углов, или трех координат одной точки, двух — другой и одной координаты — третьей, не лежащей на одной прямой с первыми двумя.

А. С. Компанеец.

КОНФИГУРАЦИОННЫЙ ИНТЕГРАЛ — часть *статистического интеграла*, зависящая от потенциальной энергии системы $U(q)$:

$$Q_U = \frac{1}{V^N} \int \exp\{-U(q)/kT\}\, dq,$$

где q — совокупность всех координат системы, k — постоянная Больцмана, T — абс. темп-ра, V — объем системы, N — число частиц.

КОНФОРМАЦИИ — стереоизомерные формы молекул, к-рые могут переходить друг в друга без разрыва ковалентных связей путем поворота атомов и групп атомов вокруг простых связей (поворотные изомеры) или деформации валентных углов. Вероятность разных К. любой молекулы определяется распределением Больцмана. Скорость превращения К. друг в друга (скорость внутр. вращения) зависит от высоты потенциального барьера внутр. вращения, т. е. от разности энергий наиболее и наименее устойчивой К. Если высота барьера равна E, то в ед. времени возможно $(kT/h)\cdot[\exp(-E/kT)]$ переходов через барьер (k и h — постоянные Больцмана и Планка, T — темп-ра). Для большинства обычных молекул барьеры внутр. вращения не особенно велики, чаще всего они находятся в области 600—6 000 *кал/моль* и скорость превращения имеет порядок 10^8—10^{12} *сек*$^{-1}$. Поэтому отдельные К. при обычных условиях, как правило, не могут быть выделены.

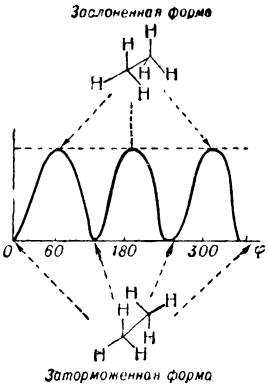


Рис. 1. Потенциальная энергия внутр. вращения и конформации этана.

При повороте двух углеродных атомов вокруг С—С-связи потенц. энергия молекулы меняется приблизительно по синусоидальной кривой (рис. 1). Максимумам E соответствует попарно параллельное положение связей, соединяющих углеродные атомы с заместителями, т. н. заслоненная К., при к-рой заместители попарно полностью заслоняют друг друга. Минимумам E соответствует такое положение заместителей, когда любая связь углеродного атома с заместителем является биссектрисой угла, образуемого двумя связями 2-го углеродного атома с его заместителями, т. н. заторможенные К. (в этом случае вращение вокруг С — С-связи как бы затормаживается). Переход от максимума к минимуму энер-

гии осуществляется поворотом вокруг оси С — С на 60°, поэтому для молекулы типа $R^1R^2R^3C — CR^4R^5R^6$, где R^1, R^2, ... — различные заместители, мыслимы три различные К., отвечающие минимумам потенц. кривой. Если нек-рые из заместителей одинаковы, то и нек-рые из К. эквивалентны и число их сокращается. Так, в случае этана $H_3C—CH_3$ возможна лишь одна устойчивая К. (рис. 1); разность энергий между нею и заслоненной К. составляет 2,8 *ккал/моль*. Если молекула не имеет оси симметрии, совпадающей с осью вращения, как, напр., в случае дихлорэтана, то кривая потенц. энергии становится несимметричной (рис. 2). На этой кривой минимумам также соответствуют заторможенные К.; однако не все они между собой равноценны. Абс. минимуму энергии отвечает К., в к-рой атомы хлора занимают наиболее удаленное транс-положение, т. н. трансоидная К. Относительным же минимумам соответствуют К., в к-рых атомы хлора занимают скошенное положение («скошенные» К.). Шестичленное углеродное кольцо (неароматическое) не может быть плоским, т. к. для построения плоского кольца требуется значительная деформация валентных углов. При соблюдении тетраэдрич. углов для циклогексана возможны две К. — «кресло» и «ванна» (рис. 3, *а*). Поскольку «кресло» состоит из шести взаимоскошенных групп CH_2, а «ванна» — из четырех скошенных и двух взаимозаслоненных, «кресло» энергетически выгоднее «ванны» (разность энергии обеих форм—5,6 *ккал/моль*), поэтому при обычных условиях «ванна» почти не реализуется.

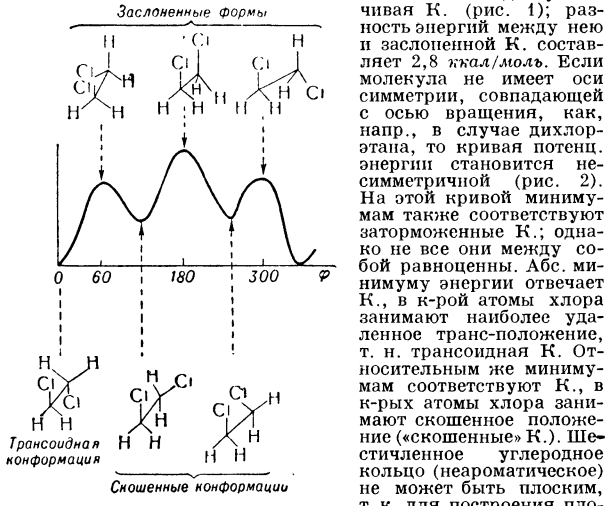


Рис. 2. Потенциальная энергия и конформации дихлорэтана.

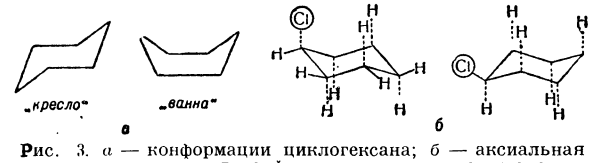


Рис. 3. *а* — конформации циклогексана; *б* — аксиальная и экваториальная конформации хлорциклогексана.

Если представить себе «кресло» жестким, то молекула хлорциклогексана может быть изображена в виде двух моделей: в одной из них связь С — Cl параллельна оси симметрии шестичленного кольца («аксиальная» связь), в другой связь С — Cl направлена к периферии молекулы («экваториальная» связь) (рис. 3, *б*). Электронографич. измерениями установлено, что при обычных условиях хлор занимает экваториальное положение.

Различные К. молекул имеют различные физ. и хим. свойства. Напр., инфракрасная частота данной связи повышается при переходе от аксиального к экваториальному заместителю (для колебаний связи С—О разность характеристич. частот ок. 40 $см^{-1}$). Соединения с экваториальными карбоксильными или аминогруппами обладают большей кислотностью (или, соответственно, основностью), чем аксиальные изомеры. Аксиальные заместители сольватированы меньше экваториальных, т. к. доступ к ним молекул растворителя пространственно затруднен.

Поскольку замещение одного или нескольких атомов углерода мало влияет на форму кольца, а *p*-орбиты азота и кислорода расположены примерно тетраэдрически, выводы конформационного анализа, сделанные при изучении простых алифатич. и алициклич. соединений, могут быть перенесены и на азотистые и кислородные гетероциклич. соединения. На основе такой аналогии были объяснены стереохимич. свойства сахаров, алкалоидов, полипептидов и ряда белков.

Лит.: 1) Мидзусима С., Строение молекул и внутреннее вращение, пер. с англ., М., 1957; 2) Доб ен У. и Питцер К., Конформационный анализ, в кн.: Пространственные эффекты в органической химии, пер. с англ., М., 1960; 3) Стереохимия производных циклогексана. Сб. статей, пер. с англ. и франц., М., 1958; 4) Бартон Д., Стереохимия, в кн.: Перспективы развития органической химии, пер. с англ. и нем., М., 1959.

Л. Д. Бергельсон.

КОНФОРМНОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ — отображение одной фигуры (области) на другую, при к-ром сохраняются углы между линиями, пересекающимися во внутр. точке фигуры. Более точно, К. о. области D на область Δ плоскости — такое отображение D на Δ, при к-ром бесконечно близкие точки P, Q переходят в точки P', Q' т. о., что вектор $\overrightarrow{P'Q'}$ с точностью до слагаемого высшего порядка малости по сравнению с $|\overrightarrow{PQ}|$ получается из $\overrightarrow{PQ}$ путем растяжения с определенным коэфф. $k > 0$ и поворота на определенный угол φ (k и φ постоянны для заданной точки P, но меняются, вообще говоря, при переходе от одной точки к др.). Простейший пример К. о. — преобразование подобия. Согласно определению К. о., можно приближенно рассматривать любое К. о. «в малом» как преобразование подобия, соединенное, вообще говоря, еще с поворотом.

Если D и Δ считать областями в плоскости комплексного переменного, то К. о. будет осуществляться (однолистной) аналитич. ф-цией $w = f(z)$ (где z и w пробегают соответственно D и Δ) с $f'(z) \neq 0$. При этом бесконечно малые векторы $\overrightarrow{PQ}$ и $\overrightarrow{P'Q'}$ изображаются приращениями Δz и Δw [$= f(z + \Delta z) — f(z)$]; последние связаны соотношением $\Delta w = f'(z)\,\Delta z + \eta$, где $\lim\limits_{\Delta z \to 0} (\eta/\Delta z) = 0$. Коэфф. растяжения и угол поворота выражаются в виде $k = |f'(z)|$, $\varphi = \arg f'(z)$. Если D и Δ — односвязные области (каждая из к-рых имеет границу, состоящую более чем из одной точки), то ф-ция $f(z)$, осуществляющая К. о. одной области на др., всегда существует (теорема Римана). Простые области, такие, как круг, полоса, полуплоскость, плоскость с разрезом и нек-рые др., отображаются конформно друг на друга посредством элементарных ф-ций [1, 2], полуплоскость на многоугольную область — посредством интеграла Кристоффеля — Шварца (см. *Кристоффеля — Шварца формула*). Однако не существует стандартных приемов построения ф-ций $f(z)$ для произвольных областей.

Методом К. о. решается целый ряд физ. задач, относящихся к плоским полям (напр., задача об обтекании тела в плоско-параллельном потоке жидкости, задача определения поля вне нек-рых цилиндрич. проводников). В тех случаях, когда точное отыскание $f(z)$ не удается или $f(z)$ имеет слишком сложное выражение, прибегают к приближенным методам [3]. Из них одни основываются на замене сложных областей более простыми (в частности, областей с криволинейными границами — многоугольниками), другие — на подборе многочлена $P(z)$, служащего приближением к ф-ции $f(z)$, третьи пользуются прямыми методами вариационного исчисления.

О б о б щ е н н ы е К. о. При К. о. образом каждого бесконечно малого круга является, с точностью до бесконечно малых высших порядков, также круг. Обобщения К. о. представляют такие преобразования, при к-рых образами бесконечно малых кругов являются, с точностью до бесконечно малых высших порядков, эллипсы, подчиненные тем или иным дополнительным условиям, характеризующим их вид и расположение. Такие отображения, наз. к в а з и к о н ф о р м н ы м и, находят приложение в задачах газовой динамики, а также в задаче отображения двумерных римановых многообразий.

Лит.: 1) Фукс Б. А. и Шабат Б. В., Функции комплексного переменного и некоторые их приложения, 2 изд., М., 1959; 2) Лаврентьев М. А. и Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 2 изд., М., 1958; 3) Канторович Л. В. и Крылов В. И., Приближенные методы высшего анализа, 4 изд., М.—Л., 1952.

Д. А. Васильков.

КОНФУЗОР — сужающийся канал, в к-ром поток жидкости (или газа при дозвуковой скорости) ускоряется; то же, что *сопло*.

КОНЦЕНТРАТОР АКУСТИЧЕСКИЙ — прибор для увеличения интенсивности (плотности потока энергии) звука.

Известны К. а. двух типов: фокусирующие и волноводные. Первые основаны на применении звуковых фокусирующих систем (см. *Фокусировка звука*), в фокальном пятне к-рых собирается до 90% всей звуковой энергии, подаваемой на входной зрачок системы. Т. к. для хорошего фокусирования необходимо, чтобы размеры К. а. были велики по сравнению с длиной волны, то этот тип К. а. применяется гл. обр. в области высоких ультразвуковых (10^5 *гц* и выше) частот.

Фокусирующие К. а. выполняются чаще всего либо в виде зеркальных систем, либо в виде т. н. фокусирующих излучателей, излучающая поверхность к-рых имеет сферич. или цилиндрич. форму. Линзовые К. а. вследствие потерь в линзах применяются реже. Фокусирующие К. а. применяются как в лабораторной практике, так и в промышленности, гл. обр. в установках для ультразвуковой очистки, диспергирования, получения аэрозолей и др. (рис. 1). С их помощью легко удается получать интенсивности $(1 — 5) \cdot 10^3$ *вт/см*^{2}. Применяя спец. меры, удалось получить в одном из приборов в центре фокального пятна интенсивность $5 \cdot 10^4$ *вт/см*^{2} [3].

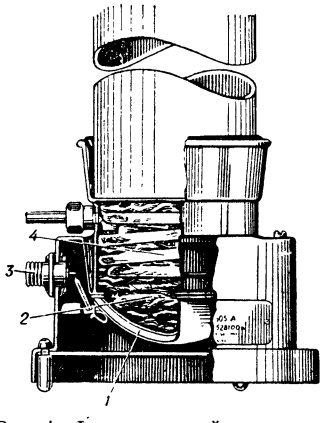


Рис. 1. Фокусирующий ультразвуковой излучатель: *1* — пьезоэлектрич. излучающая пластина сферич. формы; *2* — облучаемая среда; *3* — подвод электрич. напряжения; *4* — змеевик охлаждения.

Волноводный К. а. представляет собой отрезок неоднородного (напр., сужающегося) волновода (см. *Волноводы акустические*), концентрация энергии в к-ром происходит в результате уменьшения сечения. При работе на фиксированной частоте длина К. а. выбирается так, чтобы они были равны одной, двум или трем длинам полуволн; резонансный выигрыш амплитуды колебаний при этом определяется механической добротностью системы (при расчете длины звуковой волны в К. а. принимается во внимание зависимость скорости распространения звука от формы К. а.).

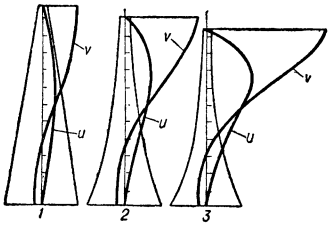


Рис. 2. Распределение колебательной скорости v и деформации u для трех различных форм (*1* — конической, *2* — экспоненциальной, *3* — катеноидальной) волноводных концентраторов полуволновой длины, имеющих одинаковую резонансную частоту и одинаковое отношение входного и выходного сечений.

В практике широкое распространение получили волноводные резонансные К. а. в виде металлических стержней (рисунок 2) с сечением, изменяющимся по закону косинуса, экспоненты или гиперболич. косинуса (катеноиды). Иногда применяются т. н. ступенчатые волноводные К. а., в к-рых поперечное сечение изменяется скачками. Все перечисленные К. а. позволяют в области частот 10^4—10^5 *гц* получать амплитуды колебаний в 50—100 μ и применяются в ультразвуковых промышленных станках для сверления, сварки и т. д. (рис. 2).

Лит.: 1) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956; 2) Розенберг Л. Д., О концентраторах ультразвука. Тр. Комиссии по акустике, сб. 8, М., 1955, стр. 102; 3) Розенберг Л. Д., Сиротюк М. Г., Установка для получения фокусированного ультразвука высокой интенсивности, «Акуст. журн.», 1959, т. 5, № 2, стр. 206.

Л. Д. Розенберг.

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ — вид *поляризации электрохимической*, при к-рой изменение потенциала электрода вызвано изменением концентрации частиц в приэлектродной области раствора или расплава.

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ (в сплавах) — области *твердых растворов*, в которых содержание атомов растворенного вещества отличается от среднего по всему объему. К. н. можно условно разделить по размерам областей, в к-рых они имеют место, на две группы.

1) Существуют неоднородности относительно большого масштаба — результат процессов, происходящих при кристаллизации сплава (различные типы *ликвации*). Такие К. н. могут исследоваться хим. анализом специально отобранных проб или изучением шлифов, а также методами авторадиографии, абсорбционной микрорентгенографии, спектрального и рентгеноспектрального анализа в микрообъемах и т. д. Размер К. н. может меняться от величины кристаллитов (от десятков μ до *см*, дендритная ликвация) до 1 *м* в больших слитках (зональная ликвация). Наличие таких К. н. существенно сказывается прежде всего на механич. свойствах литого металла; напр., дендритная неоднородность при горячей деформации преобразуется в волокнистую, полосчатую неоднородность, что обусловливает заметную анизотропию механич. свойств металла и уменьшает его прочность. Регулировать степень дендритной неоднородности в определенных пределах можно, выдерживая металл при высокой темп-ре (гомогенизация) [1, 2].

2) Подобно тому как кристаллы чистых металлов всегда содержат локальные неоднородности структуры, имеющие хотя бы в одном измерении размеры, близкие к атомным (*дислокации* и т. п.), в твердых растворах существуют К. н., охватывающие участки, минимальные линейные размеры к-рых порядка межатомных (такие К. н. могут иметь макс. линейные размеры, равные сотням Å). Они появляются, как правило, в результате взаимодействия атомов растворенного вещества со структурными дефектами решетки или же друг с другом (напр., *Коттрелла облака*, зоны Генье—Престона [10]). Исследование таких К. н. возможно только тонкими методами рентгеноструктурного анализа или электронной микроскопии. Возникновение указанных К. н. может существенно изменить нек-рые характеристики сплава (напр., электропроводность и термоэдс). Особенно важно то, что упрочнение твердых растворов часто бывает вызвано небольшими группами атомов растворенного вещества, сконцентрированными в определенных местах решетки [3].

К неоднородностям 2-го типа можно отнести с нек-рыми оговорками К. н., обусловленные особым состоянием границ между зернами и блоками мозаичной структуры («слоев Гиббса»). В этих слоях, иногда достигающих десятков атомных диаметров, скапливаются поверхностно-активные элементы [4, 5, 6]. Обычно поверхностно-активными для границ кристалл — кристалл и кристалл — расплав являются элементы, снижающие поверхностное натяжение расплавленного металла, граничащего со своим насыщенным паром (напр., щелочные и щелочноземельные

металлы, бор в стали и т. д.). Возникновение слоев Гиббса в процессе кристаллизации из жидкости увеличивает скорость возникновения центров кристаллизации и уменьшает скорость роста, измельчая зерно при ничтожно малых (порядка 0,01—0,1%) добавках поверхностно-активного элемента. В твердой фазе возможно в нек-рых случаях обогащение границ зерен элементами, не только не снижающими, но даже увеличивающими поверхностное натяжение жидкой фазы. Так, напр., в никеле и сплавах на его основе молибден концентрируется по границам зерен [7], увеличивая сопротивление пластич. деформации при повышенных темп-рах.

Есть основания думать, что начальная стадия старения в нек-рых сплавах (напр., на основе алюминия) заключается в образовании в сплаве областей повышенной концентрации атомов растворенного вещества при сохранении неск. искаженной решетки твердого раствора [8, 9]. Кроме того, по-видимому, К. н. атомных масштабов в ряде случаев обусловливают появление т. н. *К-состояния*.

Возможно также возникновение К. н. в результате преимущественного распада пересыщенного твердого раствора у границ зерен исходной фазы.

Лит.: 1) Голиков И. Н., Дендритная ликвация в стали, М., 1958; 2) Гуляев Б. Б., Затвердевание и неоднородность стали, Л.—М., 1950; 3) Паркер Э. Р. и Хэзлетт Т. Х., в сб.: Структура металлов и свойства, пер. с англ., М., 1957, с. 36; 4) Семенченко В. К., «Цветные металлы», 1936, № 6, стр. 92; 5) Данилов В. И. и Каменецкая Д. С., в сб.: Проблемы металловедения и физики металлов, сб. 2, М., 1951, с. 3; 6) Архаров В. И., в кн.: Труды института физики металлов, вып. 8, Свердловск, 1946, стр. 54; 7) Бокштейн С. З., Кишкин С. Т., Морозл. М., Исследование строения металлов методом радиоактивных изотопов, М., 1959; 8) Харди Г. К. и Хилл Т. Дж., в сб.: Успехи физики металлов, сб. статей, № 2, пер. с англ., М., 1958; 9) Багаряцкий Ю. А., «ЖТФ», 1951, т. 21, вып. 12; 10) Guinier A., в кн.: Solid state physics, v. 9, N. Y.—L., 1959.

Б. Н. Любов.

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ — разность электрич. потенциалов, возникающая на поверхностях раздела между растворами электролитов с различной концентрацией ионов (см. *Биоэлектрические потенциалы*) или между электродами, погруженными в такие растворы (см. *Концентрационные элементы*).

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ПОТОКИ — потоки в растворе, вызываемые растущим или растворяющимся кристаллом. Растущий кристалл извлекает из прилегающего к нему слоя раствора вещество для своего роста и одновременно слабо нагревает этот слой за счет выделения теплоты кристаллизации. Становясь легче, обедненный и нагретый раствор подымается вверх, уступая место более тяжелому, свежему раствору, поступающему снизу. Так возникают направленные вверх К. п. (см. рис.). Они тем интенсивнее, чем больше пересыщение раствора. Такие же, но направленные вниз К. п. возникают при растворении кристалла. Усиливая приток вещества к кристаллу, К. п. в то же время нарушают равномерность питания поверхности кристалла и создают на ней разность пересыщения — основную причину возникновения неоднородностей в кристалле. Аналогичную роль при росте из расплава играют конвекционные потоки, вызываемые только выделением теплоты кристаллизации.

Концентрационные потоки роста (фото Г. В. Вульфа).

Н. Н. Шефталь.

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ — гальванич. элементы, в к-рых эдс возникает в результате переноса вещества из более концентрированного раствора в менее концентрированный. В отличие от *химических источников тока*, в К. э. электрохимич. реакция, идущая на одном из электродов, противоположна реакции на др. электроде, поэтому суммарной химич. реакции не происходит.

Существуют К. э. двух типов. В К. э. 1-го типа (т. н. концентрационные цепи с переносом) 2 одинаковых электрода (напр., Ag) погружены в растворы одного и того же электролита (напр., $AgNO_3$) различной концентрации (c_1 и c_2), и из более концентрированного раствора (c_1) в менее концентрированный (c_2) происходит прямой перенос электролита: Ag | $AgNO_3$ (c_1) ⁞ $AgNO_3$ (c_2) | Ag. При замыкании такой цепи в ней возникает ток. На электроде, погруженном в более концентрированный раствор, происходит выделение серебра: $Ag^+ + e \rightarrow Ag$, и он заряжается положительно, на 2-м электроде — растворение серебра: $Ag \rightarrow Ag^+ + e$, и он заряжается отрицательно. На границе двух растворов возникает *диффузионный потенциал*, величина к-рого входит в эдс цепи наряду со скачками потенциала на электродах. Эдс цепи с переносом для электролита, в к-ром катион и анион одновалентны, $E = 2(1-t) \cdot RT/F \cdot \ln a_1/a_2$, где a_1 и a_2 — *активности* электролита в обоих растворах, R — газовая постоянная, T — темп-ра, F — число Фарадея, t — *переноса число* иона, концентрация к-рого определяет потенциал электродов (в рассматриваемой цепи Ag^+).

В К. э. 2-го типа (т. н. концентрационные цепи без переноса) перенос электролита из одного раствора в др. происходит не непосредственно, а косвенным путем, в результате химич. реакций. Такие К. э. получаются при соединении двух элементов, в к-рых имеются электроды, обратимые и по отношению к анионам, и по отношению к катионам данного электролита. Напр., в цепи

$$H_2 | HCl\ (c_1),\ AgCl\ (тв.) | Ag | AgCl\ (тв.)\ HCl\ (c_2) | H_2$$

водородные электроды обратимы по отношению к ионам H^+, а хлоросеребряные — по отношению к ионам Cl^-. При замыкании цепи в правой ее части (при $c_1 > c_2$) на водородном электроде происходит ионизация водорода: $^1/_2\ H_2 \rightarrow H^+ + e$, на хлоросеребряном выделяется серебро: $AgCl + e \rightarrow Ag + Cl^-$; в левой части на хлоросеребряном электроде окисляется серебро: $Ag + Cl^- \rightarrow AgCl + e$, на водородном — выделяется водород: $H^+ + e \rightarrow {}^1/_2\ H_2$. Суммарно в более концентрированном растворе идет реакция: $HCl\ (c_1) + Ag \rightarrow {}^1/_2 H_2 + AgCl$, в менее концентрированном: $AgCl + {}^1/_2 H_2 \rightarrow HCl\ (c_2) + Ag$, т. е. происходит перенос HCl из одного раствора в др. Эдс цепи без переноса $E = 2\,RT/F \cdot \ln a_1/a_2$. Разновидность цепей без переноса — К. э., в к-рых различны концентрации не в растворе, а в самих электродах. Напр., при замыкании цепи

амальгама $Zn(x_1)$ | раствор $ZnSO_4$ | амальгама $Zn(x_2)$

происходит перенос цинка из амальгамы с концентрацией x_1 в амальгаму с концентрацией x_2 (если $x_1 > x_2$), а в цепи

$$H_2(p_1) | \text{раствор, содержащий ионы } H^+ | H_2(p_2),$$

— перенос газообразного водорода от электрода с высоким давлением (p_1) к электроду с пониженным давлением (p_2).

К. э. пользуются для измерения коэфф. активности и чисел переноса.

Лит.: 1) Глесстон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, гл. 6; 2) Скорчеллетти В. В., Теоретическая электрохимия, Л., 1959, гл. 7, § 4.

Ю. В. Плесков.

КОНЦЕНТРАЦИЯ — величина, выражающая содержание (количество) данного компонента в определенном количестве смеси.

Способы выражения концентрации. Весо-весовые способы: 1) весовая доля — отношение весового количества данного компонента к общему весовому количеству смеси (может также выражаться в весовых % или в частях на миллион); 2) атомная доля — отношение числа грамм-атомов данного компонента к общему числу грамм-атомов смеси (может также выражаться в атомных %); 3) мольная (молярная) доля — отношение числа грамм-молекул (молей) данного компонента к общему числу грамм-молекул смеси (может выражаться также в мольных %); 4) моляльность — число молей растворенного вещества в 1 000 *г* растворителя; 5) весовые количества растворенного вещества в ед. веса (обычно в 100 *г*) растворителя; 6) отношение весовых количеств компонентов смеси друг к другу. Весо-объемные способы: 1) молярность M — число молей данного компонента в 1 *л* смеси; 2) нормальность N — число грамм-эквивалентов растворенного вещества в 1 *л* раствора; 3) отрицат. логарифм величины молярной или нормальной К. (напр., *водородный показатель* pH). Объемо-объемные способы: 1) объемная доля — отношение объема, занимаемого данным

компонентом, к сумме объемов всех составных частей смеси (может выражаться также в объемных %); 2) отношение объемов компонентов смеси друг к другу. Иногда, особенно в технике, К. выражают в условных ед., связанных с величиной к.-л. физ. свойства смеси — плотностью, вязкостью и т. д.

Методы определения концентрации.

Определение К. данного компонента смеси в общем случае сводится к нахождению абс. количества этого компонента непосредственно или путем измерения к.-л. свойства смеси, величина к-рого является ф-цией массы (веса) данного компонента. В 1-м случае компонент количественно выделяют из смеси осаждением (в весовом анализе), во 2-м косвенно определяют его вес по количеству реактива, необходимого для количественного протекания реакции с этим компонентом (в объемном анализе). Эти 2 метода определения К. наз. химическими, т. к. один из этапов определения — проведение химич. реакции. Методы, основанные на измерении свойств, находящихся в функциональной зависимости от массы, наз. физико-химическими; во многих из них важную роль играет проведение химич. реакции. В тех случаях, когда роль химич. реакции незначительна или исключена совсем, методы наз. физическими. Резкой границы между обоими видами методов нет. Важнейший критерий выбора метода — его специфичность, т. е. возможность определения К. данного компонента в присутствии др. компонентов. В случае малой специфичности метода предварительно проводят количественное разделение смеси (осаждением, электроосаждением, перегонкой, экстрагированием, распределительной и адсорбционной *хроматографией*, *ионным обменом*, электрофорезом, *диализом*, диффузией и т. п.), изолируя определяемый компонент или удаляя (маскируя) мешающие вещества. Большинство методов дает К. соединений или радикалов (ионов), нек-рые методы позволяют определить только элементарный состав смеси.

Химические методы. В весовом (гравиметрическом) методе анализа определяемый компонент осаждается из раствора добавлением избытка реагента, образующего с данным компонентом практически нерастворимое соединение. Осадок отделяют фильтрованием или центрифугированием и высушивают (или прокаливают) до постоянного веса. К. определяют по весу осадка. Метод не требует к.-л. эталонов, отличается высокой точностью (до 0,1%). Недостатки: большая длительность (иногда сутки) и сложность (особенно в случае многокомпонентных смесей). Применим для определения больших количеств вещества (прибл. 10^{-2} *г*, микрометод — до 10^{-4}—10^{-5} *г*, но с меньшей точностью). Наибольшее значение имеет для анализа эталонов. Для определения летучих компонентов (напр., воды) применяется метод отгонки, при к-ром навеску анализируемого вещества непосредственно высушивают (или прокаливают) до постоянного веса и по убыли в весе определяют К. компонента. Иногда летучий компонент поглощают соответствующим веществом, к-рое взвешивают.

В объемном (титриметрическом) методе анализа измеряют количество (обычно объем раствора) реагента, необходимого для количественного протекания химич. реакции с определяемым компонентом. К исследуемому раствору постепенно добавляют из бюретки раствор реагента (титранта) известной К. (эта операция наз. титрованием) до достижения точки эквивалентности, в к-рой количество добавляемого реагента эквивалентно количеству анализируемого вещества. Точку эквивалентности определяют по изменению окраски раствора (часто обусловленной присутствием соответствующего индикатора), по появлению осадка или по изменению к.-л. физ. свойства исследуемого раствора. К. находят по количеству израсходованного реагента. Точность до 0,1%, чувствительность прибл. 10^{-2} *г-экв/л* (в микрометоде до 10^{-3} *г-экв/л*, но с меньшей точностью). Метод прост и быстр (10—20 *мин*).

В кинетическом методе измеряют скорость или индукционный период реакции, к-рые зависят от К. определяемого компонента (обычно служащего катализатором). Измерение скорости реакции сводится к измерению К. одного из реагирующих веществ, гл. обр. спектрофотометрич. и газоволюметрич. методами (см. ниже). К. определяют по калибровочной кривой. Чувствительность превосходит чувствительность спектральных методов. Точность — десятки %. Велико влияние примесей.

Физические и физико-химические методы основаны на измерении к.-л. физ. свойства анализируемой смеси (часто обработанной соответствующими хим. реактивами), зависящего от К. определяемого компонента. Как правило, зависимость соответствующего свойства от К. определяют эмпирически, сравнивая с измеренным тем же методом свойством эталона с известной К., и выражают в виде калибровочной кривой или ур-ния, к-рыми и пользуются для определения К. Зависимость соответствующего свойства от К. может изменяться под действием различных факторов — темп-ры, давления и т. д., поэтому физ. методы анализа целесообразно применять для массового анализа однотипных смесей. Многие физ. методы высокочувствительны и требуют для анализа малых количеств образца.

Оптические методы.

В эмиссионном (атомном) спектральном анализе измеряют спектры испускания атомов определяемого элемента, возбужденных в газовом пламени (т. н. пламенная фотометрия) или в электрич. разряде. Спектры наблюдают визуально или регистрируют фотографически либо фотоэлектрически. Определяют интенсивность спектральной линии исследуемого элемента, зависящую от его К., к-рую находят по калибровочной кривой. Преимущества метода — высокая чувствительность (прибл. 10^{-4}% или 10^{-9} *г*), быстрота анализа (минуты), возможность проводить анализ одновременно на мн. элементы, возможность локального анализа готовых изделий. Точность фотографич. методов 5—20%, фотоэлектрических 1—2%, причем за 2—3 *мин* проводится анализ на десятки элементов. См. *Спектральный анализ*.

В абсорбционном (молекулярном) спектральном анализе измеряют поглощение монохроматич. света (в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра) определяемым компонентом или продуктом его реакции с соответствующими реагентами. Непосредственно измеряют пропускание или оптич. плотность раствора. К. определяют по *Бугера—Ламберта—Бера закону* или по калибровочной кривой. Чувствительность прибл. 10^{-7} *моль/л*, точность до 1%. Применяется гл. обр. для определения примесей; *инфракрасная спектроскопия* — в основном для анализа органич. веществ. Бóльшую точность, порядка 0,1%, дает дифференциальный метод, в к-ром пропускание анализируемого раствора измеряют относительно эталонного раствора, содержащего поглощающее соединение определяемого компонента в известной К. См. *Молекулярный спектральный анализ*.

В колориметрии белый или частично отфильтрованный (светофильтром) свет поглощается окрашенными растворами. Простейшие методы: метод стандартных серий (окраску образца сравнивают с окраской ряда эталонов), метод колориметрич.

титрования или дублирования (растворитель титруют эталонным окрашенным раствором определяемого компонента до окраски, одинаковой с окраской анализируемого раствора) и метод уравнивания (равенства окраски эталона и образца достигают изменением толщины слоя с помощью колориметра погружения). В фотометрич. методах измеряют с помощью фотометров оптич. плотность растворов. Точность и специфичность колориметрии ниже, чем спектрофотометрии.

При определении К. по спектрам комбинационного рассеяния измеряют интенсивность линии, принадлежащей данному компоненту смеси, пропорциональную его К. Возможен анализ многокомпонентных смесей. Применяется гл. обр. для анализа жидких органич. веществ. См. *Молекулярный спектральный анализ.*

В *люминесцентном анализе* (флуорометрии) измеряют интенсивность флуоресценции исследуемого вещества, к-рая в определенных пределах концентраций пропорциональна К. Метод обладает очень высокой чувствительностью.

В *нефелометрии* и турбидиметрии измеряют интенсивность света, рассеянного мутной средой или прошедшего через нее. Методы применимы для определения малых К., обладают высокой чувствительностью (прибл. 10^{-6}%).

В поляриметрии измеряют угол вращения плоскости поляризации света, прошедшего через раствор оптически активного вещества. Угол вращения пропорционален К. определяемого вещества.

В *рефрактометрии* измеряют показатель преломления раствора определяемого компонента с помощью рефрактометров. К. находят по калибровочной кривой. Метод обладает высокой чувствительностью и точностью. Для анализа достаточно двух-трех капель раствора. При определении малых К. (особенно в газах), а также в случае, когда показатели преломления растворенного вещества и растворителя мало отличаются, применяют *интерференционные рефрактометры.*

Рентгеновские методы.

В абсорбционном рентгеноспектральном анализе измеряют поглощение рентгеновских лучей атомами определяемых элементов. Чувствительность прибл. 10^{-4}%, точность до 1%; применяется гл. обр. для анализа жидкостей. В прямом эмиссионном методе рентгеноспектрального анализа измеряются первичные спектры испускания; применяется для анализа нелетучих веществ. В рентгеновском флуоресцентном анализе измеряют вторичные рентгеновские спектры испускания; применяется для анализа летучих твердых веществ. Эмиссионные методы чувствительнее абсорбционных. Рентгеноспектральный анализ дает элементарный состав.

В рентгенофазовом анализе определяют содержание различных твердых фаз в порошкообразных образцах по дебаеграммам или путем ионизационной регистрации диффракц. картины. Достижима точность 2—5%. Чувствительность невелика. Рентгеноанализ твердых растворов основан на зависимости периода решетки растворителя от К. растворенного компонента. Абс. ошибка до сотых долей %.

Электрохимические методы.

В электроанализе К. ионов металла в растворе определяют по весу металлич. осадка, выделенного из раствора электролизом. Возможен анализ многокомпонентной смеси путем последовательного осаждения металлов при соответствующих электродных потенциалах. Точность высокая.

В электрометрических методах измеряют электрохимич. параметры анализируемых растворов.

В кондуктометрии измеряют электропроводность раствора. К. находят по калибровочной кривой. Определению мешает присутствие посторонних электролитов. Применяется гл. обр. для контроля производства.

В *потенциометрии* измеряют электрохимич. потенциал индикаторного электрода в анализируемом растворе. Метод применим гл. обр. для определения К. ионов металлов, электрохимически менее активных, чем водород, и для определения компонентов окислительно-восстановительных систем. Величина потенциала линейно зависит от логарифма активности или отношения активностей окисленной и восстановленной форм по *Нернста уравнению.* Применяется гл. обр. для определения *водородного показателя* pH. Метод очень чувствителен. Посторонние неокисляющиеся (и невосстанавливающиеся) электролиты определению не мешают.

В *полярографии* (вольтамперометрии) измеряют ток, проходящий через электролизер с анализируемым раствором, в зависимости от подаваемого на электрод потенциала. Предельный диффузионный ток, обусловленный электрохимической реакцией данного вещества, пропорционален его К. Применяется для определения восстанавливающихся (или окисляющихся) веществ. Чувствительность до 10^{-9} *моль/л*, точность 1—5%. Метод быстр, допускает одновременное определение нескольких компонентов.

В кулонометрии определяют количество электричества (измеряют кулонометром или вычисляют по силе тока и времени электролиза), затраченное на электрохимич. окисление или восстановление вещества. К. определяют по *Фарадея закону.* Абс. ошибка ок. 0,01 *мг-экв* вещества, чувствительность прибл. 10^{-5} *г.*

В кулонометрическом титровании электролитически получают титрант, окисляя (восстанавливая) в результате электрохимич. реакции добавленный в избытке к исследуемому раствору реагент. Измеряют количество электричества, затраченное на получение количества титранта, необходимого для стехиометрич. протекания реакции с определяемым компонентом. Точка эквивалентности определяется любым обычным способом.

Электрометрич. методы особенно пригодны для определения конечной точки титрования в объемном анализе. В кондуктометрическом титровании конечная точка определяется по излому кривой электропроводность—объем титранта. Точность до 1%. В потенциометрическом титровании конечная точка определяется по перегибу кривой потенциал — объем титранта, обусловленному резким уменьшением К. определяемого компонента или возрастанием К. титранта в точке эквивалентности. Возможно одновременное определение двух или трех компонентов. Чувствительность метода значительно повышается, если через измерит. ячейку пропускают ток постоянной силы (потенциометрия при постоянной силе тока). В амперометрическом титровании конечная точка определяется по резкому излому на кривой сила диффузионного тока (при постоянном напряжении) — объем титранта. При высокочастотном титровании исследуемый раствор помещают (в качестве диэлектрика) внутри катушки индуктивности или между обкладками конденсатора, на к-рые накладывают переменное напряжение высокой частоты. Конечную точку титрования определяют по изменению силы тока или частоты колебаний генератора. Преимущества: отсутствие соприкосновения металлич.

электродов с раствором и возможность титрования неводных растворов и водных растворов в присутствии эмульсий диэлектриков.

Методы, основанные на измерении радиоактивности.

К. радиоактивных элементов находят непосредственно по их радиоактивности. Для определения микроколичеств исследуемый радиоэлемент предварительно выделяют химич. методами на носителе — макроколичестве стабильного изотопа определяемого элемента.

Для анализа нерадиоактивных веществ к анализируемому веществу добавляют известное количество определяемого компонента, содержащего соответствующий радиоактивный изотоп (как индикатор), — метод изотопного разбавления. Часть определяемого компонента выделяют из смеси химич. методами и измеряют его удельную активность, по значению к-рой определяют К. Применяется для анализа сложных смесей, в к-рых затруднительно количественное разделение компонентов. Метод точен и быстр. В радиометрическом методе определяемый компонент количественно связывают реагентом, содержащим радиоизотоп; соединение выделяют и измеряют его активность. Метод очень чувствителен.

В радиоактивационном методе анализируемый материал облучают потоком нейтронов и измеряют радиоактивность образовавшихся изотопов. К. определяют по калибровочной кривой. Чувствительность прибл. 10^{-7}%, точность 1—10%. Применяется для определения примесей. В методе поглощения нейтронов измеряется поглощение нейтронов анализируемым веществом, по величине к-рого и определяют К.

Другие методы.

В термоэлектрическом методе измеряют термоэдс, возникающую между холодным и горячим электродами, приложенными к анализируемому образцу. Термоэдс линейно зависит от К. примеси в металле. Метод прост и быстр, применим для анализа сплавов. *Парамагнитный резонанс электронный* применяется для определения К. парамагнитных ионов и свободных радикалов. В денсиметрическом методе измеряется плотность смеси. *Криоскопия* и *эбулиоскопия* применяются гл. обр. для определения чистоты веществ.

В *масс-спектрометрии* определяют ионный ток соответствующего компонента смеси, величина к-рого пропорциональна его К. Чувствительность прибл. 10^{-4}%, точность до 0,1%. Метод применяется для определения примесей и изотопного состава. Возможен многокомпонентный анализ.

Газовый анализ можно проводить нек-рыми общими методами (напр., спектральными) или после поглощения соответствующими поглотителями применять любой подходящий метод для определения поглощенного газа в поглотителе. Существуют и спец. методы.

В наиболее общем методе — волюмометрии — измеряют объем газа до и после удаления определяемого компонента (напр., поглощения кислорода щелочным раствором пирогаллола). К. компонента вычисляют по разности объемов. Путем последовательного удаления компонентов возможен анализ сложных смесей. Чувствительность метода невелика; применяется при достаточно высоких К. В манометрическом методе вместо объема измеряют изменение давления газа при удалении определяемого компонента. Чувствительность высока. Оптико-акустический метод основан на явлении звучания газа, поглощающего инфракрасные лучи, если эти лучи прерываются со звуковой частотой. Электрич. ток, даваемый воспринимающим микрофоном, пропорционален К. компонента, поглощающего инфракрасные лучи. Возможен анализ сложной смеси. В термокондуктометрическом методе измеряют теплопроводность анализируемого газа. Метод применим для определения газового компонента, значительно отличающегося по теплопроводности от основных компонентов газовой смеси (напр., водород или CO_2 в воздухе). В термохимическом методе измеряют тепловой эффект реакции (обычно горения), протекающей на поверхности катализатора. Метод очень чувствителен (до 10^{-3}%). Применяется гл. обр. для определения горючих газов и кислорода.

В акустическом методе измеряют скорость звука, в радиоспектроскопии — поглощение радиоволн в анализируемом газе, в вискозиметрическом и денсиметрическом методах — вязкость и плотность.

Лит.: 1) Киреев В. А., Курс физической химии, 2 изд., М., 1956; 2) Кольтхоф И. М., Сендэл Е. Б., Количественный анализ, пер. с англ., 3 изд., М. — Л., 1948; 3) Коренман И. М., Количественный микрохимический анализ, М.—Л., 1949; 4) Яцимирский К. Б., «Заводск. лаборатория», 1955, т. 21, № 12, с. 1410; 5) Зайдель А. Н. [и др.], Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов, Л.—М., 1960; 6) Полуэктов Н. С., Методы анализа по фотометрии пламени, М., 1959; 7) Чулановский В.М., Введение в молекулярный спектральный анализ, 2 изд., М.—Л., 1951; 8) Абсорбционная спектроскопия. Сб. статей, пер. с англ.,под ред. Э. В. Шпольского, М., 1953; 9) Бабко А. К. и Пилипенко А. Т., Колориметрический анализ, М.—Л., 1951; 10) Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 11) Вайнштейн Э. Е., Методы количественного рентгеноспектрального анализа, М., 1956; 12) Константинова-Шлезингер М. А., Люминесцентный анализ, М.—Л., 1948; 13) Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, Л., 1960; 14) Барнард Дж., Современная масс-спектрометрия, пер. с англ., М., 1957; 15) Кольтгоф И. М. и Лайтинен Г. А., Определение концентрации водородных ионов и электротитрование, пер. с англ., М., 1947; 16) Крюкова Т. А., Синякова С. И., Арефьева Т. В., Полярографический анализ, М., 1959; 17) Использование радиоактивности при химических исследованиях. Ред. америк. изд. А. Валь и Н. Боннер, пер. с англ., М., 1954; 18) Соколов В. А., Методы анализа газов, М., 1958; 19) Бауэр К., Анализ органических соединений, пер. с нем., 2 изд., М., 1953; 20) Гиллебранд В. Ф. [и др.], Практическое руководство по неорганическому анализу, пер. с англ., М., 1957; 21) Ляликов Ю. С., Физико-химические методы анализа, 3 изд., М., 1960; 22) Юинг Г. В., Инструментальные методы химического анализа, пер. с англ., М., 1960; 23) Hamilton L. F., Simpson S. G., Calculations of analytical chemistry, 6 ed., N. Y. — Toronto — L., 1960; 24) Treatise on analitical chemistry. Ed. I. M. Kolthoff and P. J. Elving, pt 1, N. Y., 1959; 25) Physical methods in chemical analysis, 2 ed., Ed. W. G. Berl, v. 1—3, N. Y. — L., 1960; 26) Reilly J., Rae W. N., Physico-chemical methods, v. 1—2, 5 ed., L., 1954; 27) Abresch K. und Claassen I., Die coulometrische Analyse, Weinheim/Bergstr., 1961 (Monogr. zu «Angewandte Chem.» und «Chem. — Ing.-Technik», № 71).

Г. С. Терёшин.

КОНЦЕНТРАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ (в теории упругости) — сосредоточение больших напряжений на малых участках, прилегающих к местам с различного рода изменением формы поверхности или сечения деформированного тела. Факторами, обусловливающими К. н. (т. н. концентраторами напряжений), являются отверстия, полости, трещины, выточки, надрезы, углы, выступы, острые края, резьба, а также различные неровности поверхности (риски, царапины, метки, неровности поверхности сварных швов и т. п.). Для распределения напряжений σ в зоне концентрации характерно резкое изменение напряженного состояния, сопровождаемое быстрым затуханием напряжений при удалении от этой зоны (рис. 1, *а*).

При растяжении широкого образца толщиной h с двусторонней выточкой, имеющей форму гиперболы (рис. 2), наибольшие напряжения σ_x будут на контуре выточки в ее вершине. Эти напряжения σ_{max} в вершине выточки для различных a/ρ определяются по ф-ле

$$\sigma_{max} = p\,\frac{2(a/\rho+1)\sqrt{a/\rho}}{(a/\rho+1)\operatorname{arctg}\sqrt{a/\rho}+\sqrt{a/\rho}} \qquad (1)$$

(ρ — радиус кривизны выточки, $p = P/2ah$ — т. н. номинальное напряжение, равное среднему нормальному растягивающему напряжению по наиболее узкому поперечному сечению образца). Из ф-лы (1)

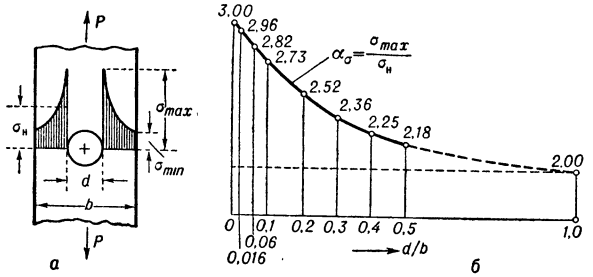


Рис. 1. Концентрация напряжений при растяжении полосы шириной b с круговым отверстием диаметра d силой P.

видно, что $\sigma_{max}=2{,}65p$ при $a/\rho = 4$. По мере удаления от контура выточки σ_{max} быстро затухают и очень скоро становятся значительно меньше p, а при уменьшении ρ — быстро возрастают. Чем больше макс. напряжение в месте концентрации по сравнению с p, тем резче наблюдается затухание напряжений при удалении от наиболее напряженной зоны; это особенно резко проявляется в случае пространственного напряженного состояния. Свойством быстрого затухания напряжений возле концентратора можно воспользоваться для уменьшения наибольшего напряжения, имеющегося в соседстве с данным концентратором, путем устройства дополнительного нового концентратора напряжений. Этим часто пользуются для разгрузки напряженного состояния в детали и для получения более равномерного напряженного состояния с плавным его изменением.

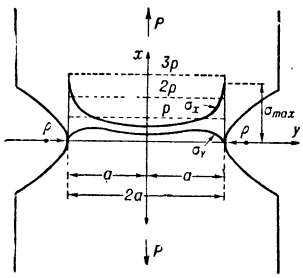


Рис. 2. Концентрация напряжений при растяжении полосы с двумя симметричными гиперболич. выточками.

Количественной оценкой К. н. служит коэфф. К. н.

$$\alpha_\sigma = \sigma_{max}/\sigma_н, \qquad \alpha_\tau = \tau_{max}/\tau_н, \qquad (2)$$

где $\sigma_н$ и $\tau_н$ — номинальные напряжения. На рис. 1, *б* приведены α_σ в плоском образце с круговым отверстием для различных отношений d/b.

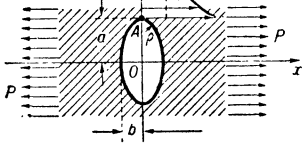


Рис. 3. Концентрация напряжений возле эллиптич. отверстия в неограниченной ортотропной пластинке.

Анизотропия материала оказывает сильное влияние на величину α_σ лишь в небольшой области вблизи концентратора, а по мере удаления от концентратора напряжений α_σ быстро затухает, как и в случае изотропной среды. Так, напр., α_σ в точке A (рис. 3) эллиптич. отверстия, находящегося в неограниченной ортотропной пластинке (см. *Ортотропизм*), характеризуемой упругими константами β_1 и β_2, определяется по ф-ле

$$\alpha_\sigma = \sigma_{max}/p = 1 + (\beta_1 + \beta_2)\sqrt{a/\rho}. \qquad (3)$$

Для изотропной среды $\beta_1 = \beta_2 = 1$ и

$$\alpha_\sigma = 1 + 2\sqrt{a/\rho}. \qquad (4)$$

Из (3) и (4) следует, что в случае малых отверстий номинальным напряжением $\sigma_н$ будут напряжения p в соответствующей точке неослабленной пластинки, находящейся под действием той же системы внешних усилий, что и ослабленная данным отверстием пластинка.

Различают теоретический коэфф. К. н., определяемый методами классич. теории упругости [ф-лы (1), (3)], и технический коэфф. К. н., учитывающий структуру и пластич. свойства материала. Коэфф. К. н. зависит гл. обр. от радиуса кривизны поверхности концентратора в окрестности точки с наибольшим напряжением; при неограниченном уменьшении радиуса кривизны теоретич. коэфф. К. н. неограниченно возрастает. Напр., при $a/\rho = 10\,000$ для выточки $\alpha_\sigma = 128$, а для эллиптич. отверстия $\alpha_\sigma \approx 201$, что невероятно и физически трудно объяснимо, а также не подтверждается экспериментально. Поэтому при малых ρ величина α_σ — условная, т. к.: 1) в зоне К. н. перемещения не являются малыми и 2) при сравнимых с величиной кристалла (для кристаллич. материалов) теряет силу основное допущение теории упругости — гипотеза идеальной сплошности среды. Эксперименты по определению предела выносливости образцов с выточками показывают, что существует предельное значение ρ для выточек, после уменьшения к-рого не наблюдается уменьшения предела выносливости образца. Так, для мягкой стали таким радиусом будет $\rho \approx 0{,}5$ *мм*, для алюминия $\rho \approx 0{,}1$—$0{,}15$ *мм*. Технич. коэфф. К. н. определяется экспериментально и всегда остается ограниченным.

К. н. часто является причиной возникновения и развития усталостных трещин, а также статич. разрушения деталей из хрупких материалов. Внесение концентратора напряжений вызывает также снижение предела усталости образца и смещение кривой усталости. Отношение предела усталости образца без К. н. (σ_{-1} или τ_{-1}) к пределу усталости образца с К.н.(σ_{-1k} или τ_{-1k}), имеющего такие же абсолютные размеры сечений, как и 1-й, наз. эффективным коэфф. К. н. (k_σ или k_τ): $k_\sigma = \sigma_{-1}/\sigma_{-1k}$; $k_\tau = \tau_{-1}/\tau_{-1k}$. Коэфф. k_σ и k_τ обычно меньше, чем теоретич. коэфф. α_σ и α_τ. Для количественной оценки этой разницы вводятся коэфф. чувствительности материала к К. н. $q_\sigma = (k_\sigma - 1)/(\alpha_\sigma - 1)$; $q_\tau = (k_\tau - 1)/(\alpha_\tau - 1)$. Чувствительность детали к К. н. зависит прежде всего от свойств материала, из к-рого она изготовлена.

Характер распределения напряжений и их величина в местах концентрации определяются методами теории упругости и пластичности лишь для небольшого количества концентраторов (круговая выточка, боковые вырезы, отверстия различной формы и нек-рые др.) вследствие большой сложности решения таких задач. В большинстве случаев К. н. исследуется экспериментально методом фотоупругости, тензометрированием, методом лаковых покрытий и др. Для уменьшения или устранения К. н. применяются разгружающие надрезы, усиление края отверстий и вырезов в пластинах ребрами жесткости и др. Упрочение материала в зоне К. н. достигается различными способами технологич. обработки.

Лит.: 1) Савин Г. Н., Концентрация напряжений около отверстий, М.—Л., 1951; 2) Машиностроение. Энциклопедический справочник, т. 1, кн. 2, М., 1947, с. 382—439, 441—56; 3) Справочник машиностроителя, т. 3, М., 1955; 4) Серенсен С. В. [и др.], Несущая способность и расчеты деталей машин на прочность, М., 1954; 5) Нейбер Г., Концентрация напряжений, пер. с нем., М.—Л., 1947. *Г. Н. Савин.*

КОНЦЕНТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ — см. *Носители тока в полупроводниках.*

КООПЕРАТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — по терминологии Р. Фаулера (R. Fowler), явления в статистич.

системах, существенно связанные с взаимодействием между частицами, из которых они состоят. Термин «К. я.» подчеркивает, что данное физ. явление присуще лишь совокупности взаимодействующих частиц. К К. я. обычно относят явления упорядочения в бинарных сплавах, *ферромагнетизм* и *антиферромагнетизм*, *адсорбцию* и *абсорбцию* «решеточного газа», свойства неидеальных растворов; все эти явления могут быть качественно объяснены простой статистич. моделью, предложенной Изингом [1]. Теория К. я. в узком смысле слова есть теоретич. разработка модели Изинга. В более широком смысле теория К. я. включает и более общие теории перечисленных явлений; к ней можно отнести также теорию конденсации газов (см. *Жидкость*), теорию *кристаллизации*, *сверхпроводимости* металлов, фазового перехода в жидком He II (*сверхтекучесть*), сегнетоэлектрич. явлений (см. *Сегнетоэлектрики*). При таком расширении понятия теория К. я. охватывает почти всю статистич. физику. Поэтому удобнее относить к теории К. я. лишь упрощенные теории явлений, основанных на статистике ближайших соседей в решетке.

В модели Изинга каждый из узлов правильной одно-, двух- или трехмерной решетки может быть занят двумя способами (A или B). Смысл обоих способов занятия узлов различен для разных конкретных моделей. Принимается, что отлично от нуля лишь взаимодействие между ближайшими соседями. Потенциальная энергия взаимодействия между двумя ближайшими соседними узлами ε_{AA}, ε_{BB}, ε_{AB} зависит от способа занятия этих узлов. Величины ε_{AA}, ε_{BB}, ε_{AB} — основные параметры теории. Статистич. задача состоит в рассмотрении всех возможных способов размещения A и B по узлам решетки; поэтому эту теорию иногда называют статистикой ближайших соседей в решетке [2].

Магнетик в модели Изинга рассматривается как решетка из спинов, каждый из к-рых может иметь лишь 2 ориентации: «вниз» (способ A) или «вверх» (способ B). В случае ферромагнетизма параллельные спины ближайших узлов притягиваются, а антипараллельные отталкиваются с той же энергией, т. е. $\varepsilon_{AA} = \varepsilon_{BB} = -J$, $\varepsilon_{AB} = J > 0$, а в случае антиферромагнетизма — наоборот. Обозначим $\mathscr{B}$ — полное число атомов, $N_A = N$ — число атомов, у к-рых спин направлен «вниз», $N_B = \mathscr{B} - N$ — число атомов, у к-рых спин направлен «вверх». Намагниченность определяется избытком спинов, направленных вверх $\mathscr{J} = N_B - N_A = \mathscr{B} - 2N$. Относительная намагниченность равна $I = \mathscr{J}/\mathscr{B} = 1 - 2N/\mathscr{B}$. При темпре, равной нулю, $I = 1$, все спины направлены «вверх» и имеется полная упорядоченность в их направлениях; с ростом темп-ры параметр «дальнего порядка» I начинает убывать, имеет место т. н. переход «порядок — беспорядок» и при некоторой темп-ре исчезает упорядоченность в спинах и ферромагнетик переходит в парамагнетик. Теория К. я. дает среднее значение намагниченности I как ф-ции от темп-ры, магнитного поля, энергии взаимодействия между спинами J; предсказывает существование спонтанной намагниченности при температурах ниже темп-ры Кюри T_c и парамагнитного состояния при $T > T_c$ (рис. 1 и 2), а также скачка теплоемкости при $T = T_c$, т. е. *фазового перехода второго рода* (см. *Ферромагнетизм*).

В случае бинарной системы (бинарный твердый раствор) каждый из $\mathscr{B}$ узлов решетки может быть занят либо молекулой A, либо молекулой B. Всего в системе имеется $N_A = N$ молекул типа A и $N_B = \mathscr{B} - N$ молекул типа B. Числа N_A, N_B рассматриваются как переменные при постоянном $\mathscr{B} = N_A + N_B$. Теория показывает, что при $w = \varepsilon_{AB} - \varepsilon_{AA}/2 - \varepsilon_{BB}/2 > 0$ пары AA и BB более устойчивы, чем AB, и при достаточно

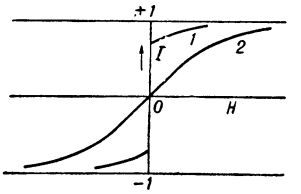


Рис. 1. Зависимость намагниченности $I = M/M_0$ от магнитного поля H. Кривая 1 — ферромагнетик ниже T_c, кривая 2 — ферромагнетик выше T_c, M при $H \to 0$ — спонтанная намагниченность, M_0 — намагниченность при $T = 0$.

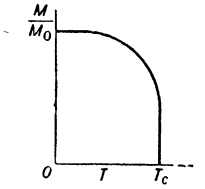


Рис. 2. Зависимость спонтанной намагниченности M ферромагнетика от темп-ры (M_0 — намагниченность при $T = 0$, $M/M_0 = I$ при $H \to 0$).

низких темп-рах система распадается на 2 фазы различного состава. Если $w < 0$, то с понижением темп-ры атомы A и B стремятся занять чередующееся положение в узлах решетки, т. е. при $T < T_c$ имеет место переход «порядок — беспорядок». Теория дает выражение для хим. потенциала фаз в зависимости от относительной доли фазы $N_A/(N_A + N_B)$ (рис. 3).

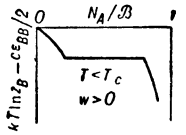


Рис. 3. Зависимость хим. потенциала B-фазы бинарной системы от относительной доли A-фазы (Z_B — активность B-фазы).

Решеточный газ представляет собой совокупность молекул, каждая из которых может занимать положения в одном из $\mathscr{B}$ узлов одно-, двух- или трехмерной решетки, причем в данном узле не может находиться больше одной молекулы. Такой схемой можно описать адсорбцию из газа или раствора на одномерную цепочку (например, полимер) или на двумерную решетку (например, на поверхность). Для трехмерной решетки решеточному газу соответствует абсорбция газа решеткой (напр., водорода). Из общего числа $\mathscr{B}$ узлов решеткй занято N узлов и $\mathscr{B} - N$ узлов остаются вакантными. В случае решеточного газа полагаем $\varepsilon_{AB} = \varepsilon_{BB} = 0$. Если между молекулами имеет место притяжение ($\varepsilon_{AA} < 0$), то при низких температурах система распадается на 2 фазы, если же имеют место силы отталкивания ($\varepsilon_{AA} > 0$), то молекулы решеточного газа стремятся занять чередующееся положение в узлах решетки и при темп-рах меньше T_c имеет место переход «порядок — беспорядок». Теория дает ур-ние состояния решеточного газа, т. е. зависимость плотности газа $\rho = N/\mathscr{B}$ от темп-ры и параметров взаимодействия и диаграмму состояния (рис. 4).

Рис. 4. Двухфазная область для решеточного газа (в зависимости от плотности и темп-ры).

Все 3 перечисленные системы эквивалентны в модели Изинга и между ними имеет место соответствие:

Магнетик	Бинарная система	Решеточный газ
Полное число спинов $\mathscr{B}$	Полное число молекул $N_A + N_B = \mathscr{B}$	Число молекул в решетке $\mathscr{B}$
Число спинов, направленных вниз N	Число A-молекул N_A	Число молекул газа N
Относительное число спинов, направленных вниз $N/\mathscr{B} = 1/2\,(1-I)$	Относительное число A-молекул $N_A/(N_A + N_B)$	Плотность решеточного газа $\rho = N/\mathscr{B}$

Термодинамич. ф-ции этих систем также находятся в простом соответствии [2].

В модели Изинга делается предположение, что конфигурация i, в к-рой имеется N^i_{AB} пар ближайших соседей AB, N^i_{AA} и N^i_{BB} пар ближайших соседей AA и BB, соответствует энергия

$$E_i = \varepsilon_{AB}N^i_{AB} + \varepsilon_{AA}N^i_{AA} + \varepsilon_{BB}N^i_{BB}, \qquad (1)$$

где ε_{AB}, ε_{AA}, ε_{BB} — взаимные энергии пар соседей. Числа N^i_{AB}, N^i_{AA}, N^i_{BB} не являются независимыми, а связаны соотношениями $2N^i_{AA} + N^i_{AB} = cN$; $2N^i_{BB} + N^i_{AB} = c(\mathscr{B} - N)$, где c — число ближайших соседей к.-л. узла решетки. Тогда (1) можно представить в виде

$$E_i = wN^i_{AB} + cN\varepsilon_{AA}/2 + c(\mathscr{B}-N)\varepsilon_{BB}/2, \qquad (2)$$

где $w = \varepsilon_{AB} - \varepsilon_{AA}/2 - \varepsilon_{BB}/2$.

Задача для магнетика сводится к вычислению статистич. суммы

$$Q_m(\mathscr{B}, \mathscr{J}, T) = [j_m(T)]^{\mathscr{B}} \sum_{j=1}^{\Omega} \exp(-E_i/kT), \qquad (3)$$

где $j_m(T)$ — неконфигурационная часть статистич. суммы для каждого из $\mathscr{B}$ атомов системы, Ω — полное число конфигураций; для решеточного газа в (3) надо заменить $\mathscr{B}$ на N; для бинарной системы вместо $j_m^{\mathscr{B}}$ надо написать $j_A^{N_A} j_B^{N_B}$.

Для решения этой задачи разработаны различные методы; наиболее прост приближенный метод Брегга и Вильямса [2]. В этом методе, к-рый был разработан сначала для переходов «порядок—беспорядок» в бинарных сплавах, для всех конфигураций с заданным N используется одно и то же среднее значение $\bar{N}_{AB}$, равное числу пар AB при хаотич. распределении N узлов A-типа по общему числу узлов $\mathscr{B}$, поэтому $N_{AB} = cN(\mathscr{B}-N)/\mathscr{B}$, $E_i \approx w\bar{N}_{AB} + c\mathscr{B}\varepsilon_{BB}/2$ ($\varepsilon_{AA} = \varepsilon_{BB}$) и вероятность к.-л. состояния $\sim \mathscr{B}!/N!\,(\mathscr{B}-N)!$, т. е. числу перестановок из $\mathscr{B}$-элементов по N, и множителю $\exp\{-(w\bar{N}_{AB} + c\mathscr{B}\varepsilon_{BB}/2)/kT\}$. Отсюда получим, что при темп-рах ниже точки Кюри $T_c = cw/2k$ в сплаве имеется упорядоченность в чередовании атомов A и B. Для удельной теплоемкости получается кривая с максимумом в точке T_c, которая скачкообразно при $T = T_c$ принимает свое нормальное значение. Такое изменение теплоемкости качественно похоже на поведение теплоемкости сплавов типа CuZn, однако в действительности скачок теплоемкости при $T > T_c$ не обращается сразу в нуль, а имеет заметный «хвост» и кривая теплоемкости имеет более резкий пик вблизи T_c (рис. 5).

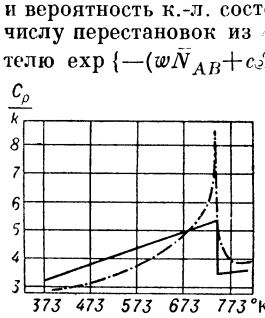


Рис. 5. Удельная теплоемкость (на 1 атом) CuZn; ·—·—экспериментальная кривая для CuZn, — кривая вычислена по теории Брегга — Вильямса.

Дальнейшее усовершенствование метода дает квазихимич. приближение Бете и Гуггенгейма [2], в к-ром учитывается не только дальний, но и ближний порядок в расположении атомов, т. е. нек-рое локальное упорядочение в расположении близких атомов. Ближний порядок остается и при темп-ре выше точки Кюри. В квазихимич. методе пользуются аналогией с химич. реакцией между молекулами AA и BB с образованием двух молекул AB и для средних чисел $\bar{N}_{AB}$, $\bar{N}_{BB}$ и $\bar{N}_{AA}$ берут их значения в состоянии химич. равновесия для процесса

$$AA + BB \rightleftarrows 2AB,$$

$$4\bar{N}_{AA}N_{BB}/N_{AB} = \exp\{-\Delta\varepsilon/kT\}, \qquad (4)$$

где $\Delta\varepsilon = -2w = \varepsilon_{AA} + \varepsilon_{BB} - 2\varepsilon_{AB}$ — энергия, выделяемая при реакции. Квазихимич. приближение уточняет кривую для удельной теплоемкости и объясняет остаточную теплоемкость при темп-рах выше точки Кюри.

Для решения задачи Изинга были разработаны и другие методы: комбинаторные, матричные, методы статистич. теории возмущений. Все они приводят к выводу о существовании при нек-рой темп-ре T_c фазового перехода 2-го рода. Для магнетика получаются кривые типа рис. 1, дающие зависимость магнитного момента от поля. При $T < T_c$ магнитный момент стремится к конечному пределу при стремлении магнитного поля к нулю, т. е. имеется спонтанная намагниченность (кривая *1*); при $T > T_c$ магнитный момент равен нулю при $H = 0$, т. е. имеет место парамагнетизм (кривая *2*). Спонтанная намагниченность M стремится к нулю при $T \to T_c$. Тот же рис. 1 дает зависимость плотности решеточного газа ρ от $kT\ln z/\sigma$, где z — активность, $\sigma = \exp[c(\varepsilon_{AA} - \varepsilon_{BB})/2kT]$, а кривая рис. 2, повернутая на 90°, дает границу между фазами в решеточном газе (рис. 4).

В нек-рых случаях (одномерная решетка) задача Изинга может быть решена точно. Эта задача представляет не только методич. интерес, но может быть использована при рассмотрении адсорбции из газа или раствора линейным полимером или протеиновой цепочкой.

В случае двумерной решетки для нек-рых частных случаев получены точные решения: Ванье и Крамерс [3] вычислили точно критич. темп-ру для квадратной решетки. В более полном исследовании Онсагера [4] было найдено точное решение задачи для квадратной цепочки в отсутствие магнитного поля и показано, что теплоемкость в критич. точке имеет логарифмич. особенность и стремится к бесконечности как $\ln|T - T_c|$, что отличается от результатов, полученных приближенными методами. Точное решение получено также для «прямоугольной» решетки с двумя константами взаимодействия J и J', действующими во взаимно-перпендикулярных направлениях. Логарифмич. особенность остается и при $J'/J \to 0$ (рис. 6). Решение Онсагера является самым большим достижением теории К. я.

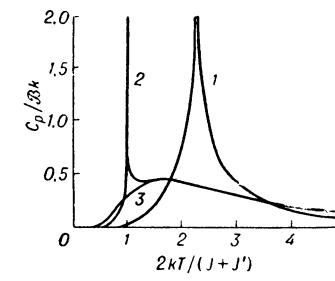


Рис. 6. Удельная теплоемкость для двумерной модели Изинга при $H = 0$ (точное решение). Кривая *1* — при $J'/J = 1$, кривая *2* — при $J'/J = 1/100$, кривая *3* — при $J'/J = 0$

Точные решения важны, т. к. позволяют оценить область применимости приближенных методов. Напр., для критич. темп-ры результаты сравнения методов видны из табл.

Точное решение Онсагера позволило Янгу и Ли [5] исследовать появление особенностей в термодинамич. потенциале при стремлении числа частиц к бесконечности. Оказалось, что нули статистич. суммы большого ансамбля, как ф-ции активности при конечном числе частиц N, лежащие в комплексной плос-

кости, стремятся к действительной оси при $N \to \infty$. С возникновением таких особенностей связано явление конденсации.

Критические температуры [2]. (Приведены значения $x_c = \exp(-w/kT_c)$.

	Квадратная решетка $c=4$	Кубическая решетка $c=6$
Точное значение	0,4142	~ 0,641
Значение в квазихимич. приближении	0,5000	0,6667
Значение в приближении Брегга — Вильямса	0,6065	0.7165

Существует также феноменологич. подход к теории К. я. В термодинамич. потенциал Φ вводится формально параметр упорядочения η, и Φ разлагается по степеням η [6]. Так, можно исследовать, как упомянутые ранее, фазовые переходы 2-го рода, так и фазовые переходы в сегнетодиэлектриках, природа к-рых более сложна для детального описания.

Лит.: 1) Ising E., «Z. Physik», 1925, Bd 31, № 4, S. 253; 2) Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960; 3) Kramers H. A., Wannier G. H., «Phys. Rev.», 1941, v. 60, № 3, p. 252; 4) Onsager L., suppl. 2, al v. 6, del «Nuovo cimento», 1949, p. 261; 5) Lee T. D., Yang C. N., «Phys. Rev.», 1952, v. 87, № 3, p. 410; 6) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е., Статистическая физика, М.—Л., 1951, гл. 15 (Теоретич. физ., т. 4); 7) Domb C., «Advances Phys.», 1960, v. 9, № 34—35; 8) Newell G. F., Montroll E. W., «Revs Modern Phys.», 1953, v. 25, № 2, p. 353; 9) Nix F. C., Shockley W., там же, 1938, v. 10, № 1, p. 2—71 (рус. пер. «УФН», 1938, т. 20, вып. 3, с. 344); 10) Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, М.—Л., 1945, гл. 2; 11) Kaufman B., «Phys. Rev.», 1949, v. 76, № 8, p. 1232; 12) Hurst C. A., Green H. F., «J. Chem. Phys.», 1961, v. 33, p. 1059; 13) Румер Ю. Б., «УФН», 1954, т. 53, вып. 2, с. 245; 14) Дыхне А. М., Румер Ю. Б., там же, 1961, т. 75, вып. 1, с. 101.

Д. Н. Зубарев.

КООРДИНАТЫ точки — числа, определяющие ее положение на плоскости, к.-л. поверхности, в пространстве.

К. на плоскости. Важнейшими системами К. на плоскости являются декартовы (прямоугольные и косоугольные) К. При переходе от одной декартовой системы К. к др., получающейся из первой параллельным переносом осей, К. точки меняются по ф-лам $x = x' + a$, $y = y' + b$, где x, y — старые К. точки, x', y' — новые, a, b — К. нового начала в старой системе К.; при повороте осей прямоугольной системы К. на угол φ, образуемый новой осью абсцисс относительно старой (поворот против часовой стрелки), — по ф-лам

$$x = x'\cos\varphi - y'\sin\varphi, \qquad y = x'\sin\varphi + y'\cos\varphi$$

или

$$x' = x\cos\varphi + y\sin\varphi, \qquad y' = -x\sin\varphi + y\cos\varphi;$$

при переходе от косоугольной системы К. с координатным углом ω к системе К., оси к-рой образуют с осью абсцисс данной системы углы α и β (начало К. не меняется), — по ф-лам

$$x = \frac{x'\sin(\omega-\alpha) + y'\sin(\omega-\beta)}{\sin\omega}, \qquad y = \frac{x'\sin\alpha + y'\sin\beta}{\sin\omega}$$

(координатный угол новой системы К. равен $\omega' = \beta - \alpha$).

В декартовой системе К. линиями, для к-рых одна из К. остается постоянной (координатными линиями), являются прямые, параллельные осям К.: $x = \text{const}$ и $y = \text{const}$. Если на плоскости заданы 2 семейства линий (не обязательно прямых), зависящих каждое от одного параметра: $u = \text{const}$ и $v = \text{const}$, и таких, что через каждую точку плоскости проходит по одной линии каждого семейства, то приходят к понятию криволинейных К.

Криволинейные К. точки — значения параметров, соответствующих линиям (координатным), проходящим через эту точку. В случае, когда всякие 2 координатные линии из различных семейств пересекаются под прямым углом, система криволинейных К. наз. ортогональной. Криволинейные К. u и v на плоскости обычно задаются ур-ниями $u = u(x, y)$, $v = v(x, y)$, связывающими их с декартовыми К. x и y. Через *Ламе коэффициенты*

$$l_u = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2}, \qquad l_v = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2}$$

в системе ортогональных криволинейных К. определяются элемент длины

$$dl = \sqrt{l_u^2 du^2 + l_v^2 dv^2}$$

и элемент площади

$$dS = l_u l_v du\, dv.$$

Коэфф. Ламе очевидным образом связаны с компонентами g_{ii} *метрического тензора*. Важнейшими системами криволинейных К. на плоскости являются следующие.

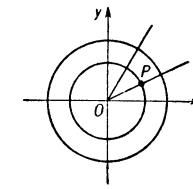


Рис. 1.

Полярные К. — числа u и v, связанные с прямоугольными К. x и y ф-лами

$$x = u\cos v, \qquad y = u\sin v,$$

где $0 \leqslant u < \infty$, $0 \leqslant v < 2\pi$. Координатные линии (рис. 1): концентрич. окружности с центром O ($u = \text{const}$) и лучи, исходящие из O ($v = \text{const}$). Система полярных К. — ортогональная. За исключением точки O, для к-рой $u = 0$, а v не определено (может быть любым числом $0 \leqslant v < 2\pi$), каждой точке плоскости Oxy соответствует пара чисел u и v, и обратно. Геометрич. смысл: u — расстояние (полярный радиус) точки P от точки O (полюса), v — угол xOP (полярный угол). Полярный радиус часто обозначается через r, ρ, R, а полярный угол — через φ, ψ, θ.

Коэфф. Ламе: $l_u = 1$, $l_v = u$.

Элемент длины: $dl = \sqrt{du^2 + u^2 dv^2}$.

Элемент площади: $dS = u\,du\,dv$.

Векторные дифференциальные операции:

$$\operatorname{grad}_u \psi = \frac{\partial \psi}{\partial u}, \qquad \operatorname{grad}_v \psi = \frac{1}{u}\frac{\partial \psi}{\partial v};$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{a} = \frac{1}{u}a_u + \frac{\partial a_u}{\partial u} + \frac{1}{u}\frac{\partial a_v}{\partial v};$$

$$\Delta\psi = \frac{1}{u}\frac{\partial}{\partial u}\left(u\frac{\partial \psi}{\partial u}\right) + \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial u^2} + \frac{1}{u}\frac{\partial \psi}{\partial u} + \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2}.$$

Обобщенные полярные К. — числа u и v, связанные с прямоугольными К. x и y ф-лами

$$x = au\cos v, \qquad y = bu\sin v,$$

где $0 \leqslant u < \infty$, $0 \leqslant v < 2\pi$, $a > 0$, $b > 0$, $a \neq b$. Координатные линии: эллипсы с центром O и полуосями, пропорциональными a и b ($u = \text{const}$), и лучи, исходящие из O ($v = \text{const}$).

Элемент площади: $dS = abu\,du\,dv$.

Эллиптические К. — числа u и v, связанные с прямоугольными К. x и y ф-лами

$$x^2 = \frac{(u+a^2)(v+a^2)}{a^2-b^2}, \qquad y^2 = \frac{(u+b^2)(v+b^2)}{b^2-a^2},$$

где $-a^2 < v < -b^2 < u < \infty$. Координатные линии (рис. 2): софокусные эллипсы ($u = \text{const}$) и гиперболы ($v = \text{const}$) с фокусами F_1 $(-\sqrt{a^2-b^2}, 0)$ и F_2 $(\sqrt{a^2-b^2}, 0)$. Система эллиптич. К. — ортогональная. Каждой паре чисел u и v соответствуют четыре точки, по одной в каждом квадранте плоскости Oxy, симметричные друг другу относительно осей К. При фиксированных К. x и y нек-рой точки уравнение (относительно p): $\frac{x^2}{p+a^2} + \frac{y^2}{p+b^2} = 1$ имеет 2 действительных корня — эллиптич. К. этой точки. Общепринятые обозначения: λ, μ или ρ, μ.

Коэфф. Ламе:

$$l_u = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{u-v}{(u+a^2)(u+b^2)}}, \qquad l_v = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{v-u}{(v+a^2)(v+b^2)}}.$$

Вырожденные эллиптические К. u и v связаны с эллиптич. К. $\bar{u}$ и $\bar{v}$ (при $a = 1$, $b = 0$) ф-лами

$$\bar{u} = \operatorname{sh}^2 u, \qquad \bar{v} = -\sin^2 v$$

и с прямоугольными К. x и y — ф-лами

$$x = \operatorname{ch} u\cos v, \qquad y = \operatorname{sh} u\sin v,$$

где $0 \leqslant u < \infty$, $0 \leqslant v < 2\pi$. Иногда эти К. также называют эллиптическими.

Коэфф. Ламе: $l_u = lv = \sqrt{\mathrm{ch}^2 u - \cos^2 v}$.

Элемент длины: $dl = \sqrt{\mathrm{ch}^2 u - \cos^2 v}\sqrt{du^2 + dv^2}$.
Элемент площади: $dS = (\mathrm{ch}^2 u - \cos^2 v)\, du dv$.
Векторные дифференциальные операции:

$$\mathrm{grad}_u \psi = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{ch}^2 u - \cos^2 v}} \frac{\partial \psi}{\partial u}, \quad \mathrm{grad}_v \psi = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{ch}^2 u - \cos^2 v}} \frac{\partial \psi}{\partial v};$$

$$\mathrm{div}\, \boldsymbol{a} = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{ch}^2 u - \cos^2 v}} \left(\frac{\partial a_u}{\partial u} + \frac{\partial a_v}{\partial v} \right) + \frac{1}{\sqrt{(\mathrm{ch}^2 u - \cos^2 v)^3}} (a_u \mathrm{ch}\, u \mathrm{sh}\, u + a_v \cos v \sin v);$$

$$\Delta \psi = \frac{1}{\mathrm{ch}^2 u - \cos^2 v} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2} \right).$$

Параболические К. — числа u и v, связанные с прямоугольными К. x и y ф-лами

$$x = u^2 - v^2, \qquad y = 2uv,$$

где $-\infty < u < \infty$, $0 \leqslant v < \infty$. Координатные линии (рис. 3): 2 системы взаимно ортогональных парабол с осями, лежащими на оси Ox и противоположно направленными.

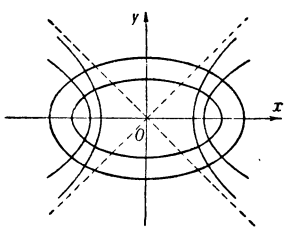


Рис. 2.

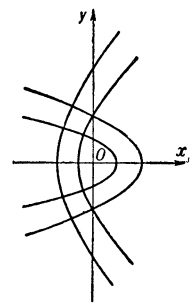


Рис. 3.

Коэфф. Ламе: $l_u = l_v = 2\sqrt{u^2 + v^2}$.

Элемент длины: $dl = 2\sqrt{u^2 + v^2}\sqrt{du^2 + dv^2}$.
Элемент площади: $dS = 4(u^2 + v^2)\, du dv$.
Векторные дифференциальные операции:

$$\mathrm{grad}_u \psi = \frac{1}{2\sqrt{u^2 + v^2}} \frac{\partial \psi}{\partial u}, \quad \mathrm{grad}_v \psi = \frac{1}{2\sqrt{u^2 + v^2}} \frac{\partial \psi}{\partial v};$$

$$\mathrm{div}\, \boldsymbol{a} = \frac{1}{2\sqrt{u^2 + v^2}} \left(\frac{\partial a_u}{\partial u} + \frac{\partial a_v}{\partial v} \right) + \frac{1}{2\sqrt{(u^2 + v^2)^3}} (u a_u + v a_v);$$

$$\Delta \psi = \frac{1}{4(u^2 + v^2)} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2} \right).$$

К. в пространстве. Важнейшими системами К. в пространстве являются декартовы (прямоугольные) К. Формулы преобразования таких К. при параллельном переносе осей аналогичны плоскому случаю. При повороте осей положение новой системы К. относительно старой может быть полностью охарактеризовано тремя *Эйлера углами*. Определение криволинейных К. в пространстве может быть дано аналогично плоскому случаю; надо лишь исходить из трех однопараметрич. семейств координатных поверхностей. Аналогично же определяются ортогональные криволинейные К., коэфф. Ламе L_u, L_v и L_w и через них элемент длины

$$dl = \sqrt{L_u^2 du^2 + L_v^2 dv^2 + L_w^2 dw^2},$$

элемент площади поверхности

$$d\sigma = \sqrt{(L_u L_v\, du\, dv)^2 + (L_u L_w\, du\, dw)^2 + (L_v L_w\, dv\, dw)^2}$$

и элемент объема

$$dV = L_u L_v L_w\, du\, dv\, dw.$$

Важнейшими системами криволинейных К. в пространстве являются следующие.

Цилиндрические К. — числа u, v и w, связанные с прямоугольными К. x, y и z ф-лами

$$x = u\cos v, \qquad y = u \sin v, \qquad z = w,$$

где $0 \leqslant u < \infty$, $0 \leqslant v < 2\pi$, $-\infty < w < \infty$. Координатные поверхности (рис. 4): соосные с осью Oz круговые цилиндры (u = const); полуплоскости, проходящие через ось Oz (v = const); плоскости, параллельные Oxy (w = const). Система цилиндрич. К. — ортогональная. Геометрич. смысл: u и v — полярные К. проекции точки на плоскость Oxy, w — ее аппликата. Цилиндрич. К. часто обозначают r, φ, z или ρ, φ, z, или ρ, θ, z.

Коэфф. Ламе: $L_u = L_w = 1$, $L_v = u$.

Элемент длины: $dl = \sqrt{du^2 + u^2 dv^2 + dw^2}$.
Элемент площади поверхности:

$$d\sigma = \sqrt{u^2 (du\, dv)^2 + (du\, dw)^2 + u^2 (dv\, dw)^2}.$$

Элемент объема: $dV = u\, du\, dv\, dw$.
Векторные дифференциальные операции:

$$\mathrm{grad}_u \psi = \frac{\partial \psi}{\partial u}, \qquad \mathrm{grad}_v \psi = \frac{1}{u} \frac{\partial \psi}{\partial v}, \qquad \mathrm{grad}_w \psi = \frac{\partial \psi}{\partial w};$$

$$\mathrm{div}\, \boldsymbol{a} = \frac{1}{u} a_u + \frac{\partial a_u}{\partial u} + \frac{1}{u} \frac{\partial a_v}{\partial v} + \frac{\partial a_w}{\partial w};$$

$$\mathrm{rot}_u \boldsymbol{a} = \frac{1}{u} \frac{\partial a_w}{\partial v} - \frac{\partial a_v}{\partial w}, \qquad \mathrm{rot}_v \boldsymbol{a} = \frac{\partial a_u}{\partial w} - \frac{\partial a_w}{\partial u},$$

$$\mathrm{rot}_w \boldsymbol{a} = \frac{1}{u} a_v + \frac{\partial a_v}{\partial u} - \frac{1}{u} \frac{\partial a_u}{\partial v};$$

$$\Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial u^2} + \frac{1}{u} \frac{\partial \psi}{\partial u} + \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial w^2}.$$

Обобщенные цилиндрич. К. — числа u, v и w, связанные с прямоугольными К. x, y и z ф-лами

$$x = au\cos v, \qquad y = b\, u \sin v, \qquad z = cw,$$

где $0 \leqslant u < \infty$, $0 \leqslant v < 2\pi$, $-\infty < w < \infty$, $a > 0$, $b > 0$, $c > 0$, $a \neq b$. Координатные поверхности: соосные с осью Oz эллиптич. цилиндры; полуплоскости, проходящие через Oz; плоскости, параллельные Oxy.

Элемент объема: $dV = abcu\, du\, dv\, dw$.

Сферические К. (полярные К. в пространстве) — числа u, v и w, связанные с прямоугольными К. x, y и z ф-лами

$$x = u\cos v \sin w,$$
$$y = u \sin v \sin w,$$
$$z = u \cos w,$$

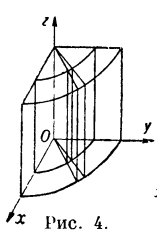


Рис. 4.

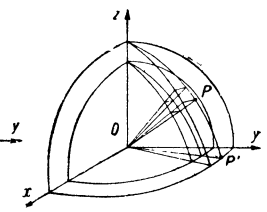


Рис. 5.

где $0 \leqslant u < \infty$, $0 \leqslant v < 2\pi$, $0 \leqslant w \leqslant \pi$. Координатные поверхности (рис. 5): концентрич. с центром O сферы (u = const); полуплоскости, проходящие через ось Oz (v = const); круговые конусы с вершиной O и осью Oz (w = const). Система сферич. К. — ортогональная. Геометрич. смысл: u — расстояние точки P от O (сферич. полярный радиус), v — угол xOP' (долгота), w — угол zOP (угол $\frac{\pi}{2} - w$ наз. широтой). Сферич. К. часто обозначают ρ, φ, θ или r, φ, θ.

Коэфф. Ламе: $L_u = 1$, $L_v = u \sin w$, $L_w = u$.

Элемент длины: $dl = \sqrt{du^2 + u^2 \sin^2 w dv^2 + u^2 dw^2}$.
Элемент площади поверхности:

$$d\sigma = \sqrt{u^2 \sin^2 w\, (du dv)^2 + u^2 (du dw)^2 + u^4 \sin^2 w\, (dv dw)^2}.$$

Элемент объема: $dV = u^2 \sin w\, du\, dv\, dw$.
Векторные дифференциальные операции:

$$\mathrm{grad}_u \psi = \frac{\partial \psi}{\partial u}, \qquad \mathrm{grad}_v \psi = \frac{1}{u \sin w} \frac{\partial \psi}{\partial v}, \qquad \mathrm{grad}_w \psi = \frac{1}{u} \frac{\partial \psi}{\partial w};$$

$$\mathrm{div}\, \boldsymbol{a} = \frac{2}{u} a_u + \frac{\partial a_u}{\partial u} + \frac{1}{u \sin w} \frac{\partial a_v}{\partial v} + \frac{1}{u \mathrm{tg}\, w} a_w + \frac{1}{u} \frac{\partial a_w}{\partial w};$$

$$\mathrm{rot}_u \boldsymbol{a} = \frac{1}{u \sin w} \frac{\partial a_w}{\partial v} - \frac{1}{u} \frac{\partial a_v}{\partial w} - \frac{1}{u \mathrm{tg}\, w} a_v,$$

$$\mathrm{rot}_v \boldsymbol{a} = \frac{1}{u} \frac{\partial a_u}{\partial w} - \frac{\partial a_w}{\partial u} - \frac{a_w}{u}, \qquad \mathrm{rot}_w \boldsymbol{a} = \frac{\partial a_v}{\partial u} + \frac{1}{u} a_v - \frac{1}{u \sin w} \frac{\partial a_u}{\partial v};$$

$$\Delta \psi = \frac{1}{u^2} \frac{\partial}{\partial u} \left(u^2 \frac{\partial \psi}{\partial u} \right) + \frac{1}{u^2 \sin^2 w} \frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2} + \frac{1}{u^2 \sin w} \frac{\partial}{\partial w} \left(\sin w \frac{\partial \psi}{\partial w} \right) =$$
$$= \frac{\partial^2 \psi}{\partial u^2} + \frac{2}{u} \frac{\partial \psi}{\partial u} + \frac{1}{u^2 \sin^2 w} \frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2} + \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial w^2} + \frac{\mathrm{ctg}\, w}{u^2} \frac{\partial \psi}{\partial w}.$$

Обобщенные сферические К. — числа u, v и w, связанные с прямоугольными К. x, y и z ф-лами

$$x = au\cos v \sin w, \qquad y = bu \sin v \sin w, \qquad z = cu \cos w,$$

где $0 \leqslant u < \infty$, $0 \leqslant v < 2\pi$, $0 \leqslant w \leqslant \pi$, $a > 0$, $b > 0$, $c > 0$, $a \neq b$. Координатные поверхности: эллипсоиды с центром O и полуосями, пропорциональными a, b и c; полуплоскости, проходящие через Oz; эллиптич. конусы с осью Oz и вершиной O.

Элемент объема: $dV = abcu^2 \sin w\, du\, dv\, dw$.

Эллипсоидальные К. (эллиптич. К. в пространстве) — числа u, v и w, связанные с прямоугольными К. x, y и z ф-лами

$$x^2=\frac{(u+a^2)(v+a^2)(w+a^2)}{(b^2-a^2)(c^2-a^2)},$$
$$y^2=\frac{(u+b^2)(v+b^2)(w+b^2)}{(a^2-b^2)(c^2-b^2)},$$
$$z^2=\frac{(u+c^2)(v+c^2)(w+c^2)}{(a^2-c^2)(b^2-c^2)},$$

где $-a^2<w<-b^2<v<-c^2<u<\infty$. Координатные поверхности (рис. 6): эллипсоиды ($u=\text{const}$), однополостные гиперболоиды ($v=\text{const}$) и двуполостные гиперболоиды ($w=\text{const}$) с центрами в начале К., для к-рых плоскости К. в системе $Oxyz$ являются плоскостями симметрии, причем их сечения этими плоскостями имеют общие фокусы. Система эллипсоидальных К. — ортогональная. Каждой тройке чисел u, v и w соответствуют 8 точек $P(x, y, z)$, по одной в каждом октанте, симметричных друг другу относительно плоскостей К. При фиксированных прямоугольных К. x, y и z ур-ние (относительно p) $\frac{x^2}{p+a^2}+\frac{y^2}{p+b^2}+\frac{z^2}{p+c^2}=1$ имеет 3 действительных корня — эллипсоидальные К. этой точки. Общепринятые обозначения: λ, μ, ν или ρ, μ, ν.

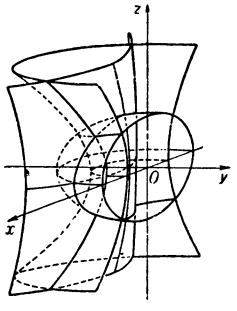


Рис. 6.

Коэфф. Ламе:

$$L_u=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{(u-v)(u-w)}{(u+a^2)(u+b^2)(u+c^2)}},$$
$$L_v=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{(u-v)(w-v)}{(v+a^2)(v+b^2)(v+c^2)}},$$
$$L_w=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{(u-w)(v-w)}{(w+a^2)(w+b^2)(w+c^2)}}.$$

Если в условиях $a^2>b^2>c^2\geqslant 0$ при определении эллипсоидальных К. допускать и равенства, то можно получить вырожденные системы таких К.

Вырожденные эллипсоидальные «вытянутые» К. — числа u, v и w, связанные с прямоугольными К. x, y и z ф-лами

$$x=\operatorname{sh}u\cos v\sin w,\qquad y=\operatorname{sh}u\sin v\sin w,\qquad z=\operatorname{sh}u\cos w,$$

где $0\leqslant u<\infty$, $0\leqslant v<2\pi$, $0\leqslant w\leqslant\pi$. Координатные поверхности: эллипсоиды вращения (вытянутые); полуплоскости, проходящие через ось Oz; двуполостные гиперболоиды вращения.

Коэфф. Ламе:

$$L_u=L_w=\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\sin^2w},\qquad L_v=\operatorname{sh}u\sin w.$$

Элемент длины:

$$dl=\sqrt{(\operatorname{sh}^2u+\sin^2w)(du^2+dw^2)+\operatorname{sh}^2u\sin^2w\,dv^2}.$$

Элемент площади поверхности:

$$d\sigma=[(\operatorname{sh}^2u+\sin^2w)\operatorname{sh}^2u\sin^2w(du^2+dw^2)dv^2+(\operatorname{sh}^2u+\sin^2w)^2(du\,dw)^2]^{1/2}.$$

Элемент объема: $dV=(\operatorname{sh}^2u+\sin^2w)\operatorname{sh}u\sin w\,du\,dv\,dw$. Векторные дифференциальные операции:

$$\operatorname{grad}_u\psi=\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\sin^2w}}\frac{\partial\psi}{\partial u},\qquad \operatorname{grad}_v\psi=\frac{1}{\operatorname{sh}u\sin w}\frac{\partial\psi}{\partial v},$$
$$\operatorname{grad}_w\psi=\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\sin^2w}}\frac{\partial\psi}{\partial w};$$

$$\operatorname{div}\boldsymbol{a}=\frac{1}{\sqrt{(\operatorname{sh}^2u+\sin^2w)^3}}\left(\frac{2\operatorname{sh}^2u+\sin^2w}{\operatorname{th}u}a_u+\frac{2\sin^2w+\operatorname{sh}^2u}{\operatorname{tg}w}a_w\right)+\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\sin^2w}}\left(\frac{\partial a_u}{\partial u}+\frac{\partial a_w}{\partial w}\right)+\frac{1}{\operatorname{sh}u\sin w}\frac{\partial a_v}{\partial v};$$

$$\operatorname{rot}_u\boldsymbol{a}=\frac{1}{\operatorname{sh}u\sin w}\frac{\partial a_w}{\partial v}-\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\sin^2w}}\left(\frac{\partial a_v}{\partial w}+\frac{1}{\operatorname{tg}w}a_v\right),$$

$$\operatorname{rot}_v\boldsymbol{a}=\frac{1}{\sqrt{(\operatorname{sh}^2u+\sin^2w)^3}}(a_u\sin w\cos w-a_w\operatorname{sh}u\operatorname{ch}u)+\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\sin^2w}}\left(\frac{\partial a_u}{\partial w}-\frac{\partial a_w}{\partial u}\right),$$

$$\operatorname{rot}_w\boldsymbol{a}=\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\sin^2w}}\left(\frac{1}{\operatorname{th}u}a_v+\frac{\partial a_v}{\partial u}\right)-\frac{1}{\operatorname{sh}u\sin w}\frac{\partial a_u}{\partial v};$$

$$\Delta\psi=\frac{1}{\operatorname{sh}^2u+\sin^2w}\left[\frac{\partial^2\psi}{\partial u^2}+\operatorname{cth}u\frac{\partial\psi}{\partial u}+\left(\frac{1}{\sin^2w}+\frac{1}{\operatorname{sh}^2u}\right)\frac{\partial^2\psi}{\partial v^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial w^2}+\operatorname{ctg}w\frac{\partial\psi}{\partial w}\right].$$

Вырожденные эллипсоидальные «сплюснутые» К. — числа u, v и w, связанные с прямоугольными К. x, y и z ф-лами

$$x=\operatorname{ch}u\cos v\sin w,\qquad y=\operatorname{ch}u\sin v\sin w,\qquad z=\operatorname{sh}u\cos w,$$

где $0\leqslant u<\infty$, $0\leqslant v<2\pi$, $0\leqslant w\leqslant\pi$. Координатные поверхности: эллипсоиды вращения (сплюснутые); полуплоскости, проходящие через ось Oz; однополостные гиперболоиды вращения.

Коэфф. Ламе: $L_u=L_w=\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\cos^2w}$, $L_v=\operatorname{ch}u\sin w$.

Элемент длины:

$$dl=\sqrt{(\operatorname{sh}^2u+\cos^2w)(du^2+dw^2)+\operatorname{sh}^2u\sin^2w\,dv^2}.$$

Элемент площади поверхности:

$$d\sigma=[(\operatorname{sh}^2u+\cos^2w)\operatorname{ch}^2u\sin^2w(du^2+dw^2)dv^2+(\operatorname{sh}^2u+\cos^2w)^2(du\,dw)^2]^{1/2}.$$

Элемент объема: $dV=(\operatorname{sh}^2u+\cos^2w)\operatorname{ch}u\sin w\,du\,dv\,dw$. Векторные дифференциальные операции:

$$\operatorname{grad}_u\psi=\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\cos^2w}}\frac{\partial\psi}{\partial u},\qquad \operatorname{grad}_v\psi=\frac{1}{\operatorname{ch}u\sin w}\frac{\partial\psi}{\partial v},$$
$$\operatorname{grad}_w\psi=\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\cos^2w}}\frac{\partial\psi}{\partial w};$$

$$\operatorname{div}\boldsymbol{a}=\frac{1}{\sqrt{(\operatorname{sh}^2u+\cos^2w)^3}}[(\operatorname{sh}^2u+\operatorname{ch}^2u+\cos^2w)a_u\operatorname{th}u+(\operatorname{sh}^2u+\cos^2w-\sin^2w)a_w\operatorname{ctg}w]+\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\cos^2w}}\left(\frac{\partial a_u}{\partial u}+\frac{\partial a_w}{\partial w}\right)+\frac{1}{\operatorname{ch}u\sin w}\frac{\partial a_v}{\partial v};$$

$$\operatorname{rot}_u\boldsymbol{a}=\frac{1}{\operatorname{ch}u\sin w}\frac{\partial a_w}{\partial v}-\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\cos^2w}}\left(\frac{\partial a_v}{\partial w}+\frac{1}{\operatorname{tg}w}a_v\right),$$

$$\operatorname{rot}_v\boldsymbol{a}=\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\cos^2w}}\left(\frac{\partial a_u}{\partial w}-\frac{\partial a_w}{\partial u}\right)-\frac{1}{\sqrt{(\operatorname{sh}^2u+\cos^2w)^3}}(a_u\sin w\cos w+a_w\operatorname{sh}u\operatorname{ch}u),$$

$$\operatorname{rot}_w\boldsymbol{a}=\frac{1}{\sqrt{\operatorname{sh}^2u+\cos^2w}}\left(\frac{\partial a_v}{\partial u}+a_v\operatorname{th}u\right)-\frac{1}{\operatorname{ch}u\sin w}\frac{\partial a_u}{\partial v};$$

$$\Delta\psi=\frac{1}{\operatorname{sh}^2u+\cos^2w}\left[\frac{\partial^2\psi}{\partial u^2}+\operatorname{th}u\frac{\partial\psi}{\partial u}+\left(\frac{1}{\sin^2w}-\frac{1}{\operatorname{ch}^2u}\right)\frac{\partial^2\psi}{\partial v^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial w^2}+\operatorname{ctg}w\frac{\partial\psi}{\partial w}\right].$$

Параболоидальные К. — числа u, v и w, связанные с прямоугольными К. x, y и z ф-лами

$$x=2uw\cos v,\qquad y=2uw\sin v,\qquad z=u^2-w^2,$$

где $0\leqslant u<\infty$, $0\leqslant v<2\pi$, $0\leqslant w<\infty$. Координатные поверхности: две системы параболоидов вращения (вокруг оси Oz) с противоположно направленными осями ($u=\text{const}$ и $w=\text{const}$) и полуплоскости, проходящие через ось Oz ($v=\text{const}$). Система параболоидальных К. — ортогональная.

Коэфф. Ламе: $L_u=L_w=2\sqrt{u^2+w^2}$, $L_v=2uw$.

Элемент длины: $dl=2\sqrt{(u^2+w^2)(du^2+dw^2)+u^2w^2dv^2}$. Элемент площади поверхности:

$$d\sigma=4\sqrt{(u^2+w^2)u^2w^2(du^2+dw^2)dv^2+(u^2+w^2)(du\,dw)^2}.$$

Элемент объема: $dV=8(u^2+w^2)uw\,du\,dv\,dw$. Векторные дифференциальные операции:

$$\operatorname{grad}_u\psi=\frac{1}{2\sqrt{u^2+w^2}}\frac{\partial\psi}{\partial u},\qquad \operatorname{grad}_v\psi=\frac{1}{2uw}\frac{\partial\psi}{\partial v},$$
$$\operatorname{grad}_w\psi=\frac{1}{2\sqrt{u^2+w^2}}\frac{\partial\psi}{\partial w};$$

$$\operatorname{div}\boldsymbol{a}=\frac{1}{2uw\sqrt{(u^2+w^2)^3}}[wa_u(2u^2+w^2)+ua_w(u^2+2w^2)]+\frac{1}{2\sqrt{u^2+w^2}}\left(\frac{\partial a_u}{\partial u}+\frac{\partial a_w}{\partial w}\right)+\frac{1}{2uw}\frac{\partial a_v}{\partial v};$$

$$\operatorname{rot}_u\boldsymbol{a}=\frac{1}{2uw}\frac{\partial a_w}{\partial v}-\frac{1}{2w\sqrt{u^2+w^2}}\left(a_v+w\frac{\partial a_v}{\partial w}\right),$$

$$\operatorname{rot}_v\boldsymbol{a}=\frac{1}{2\sqrt{(u^2+w^2)^3}}(wa_u-ua_w)+\frac{1}{2\sqrt{u^2+w^2}}\left(\frac{\partial a_u}{\partial w}-\frac{\partial a_w}{\partial u}\right),$$

$$\operatorname{rot}_w\boldsymbol{a}=\frac{1}{2u\sqrt{u^2+w^2}}\left(a_v+u\frac{\partial a_v}{\partial u}\right)-\frac{1}{2uw}\frac{\partial a_u}{\partial v};$$

$$\Delta\psi=\frac{1}{4(u^2+w^2)}\left[\frac{\partial^2\psi}{\partial u^2}+\frac{1}{u}\frac{\partial\psi}{\partial u}+\left(\frac{1}{u^2}+\frac{1}{w^2}\right)\frac{\partial^2\psi}{\partial v^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial w^2}+\frac{1}{w}\frac{\partial\psi}{\partial w}\right].$$

Лит.: 1) Бермант А. Ф., Отображения. Криволинейные координаты. Преобразования. Формулы Грина, М., 1958; 2) Маделунг Э., Математический аппарат физики Справочное руководство, пер. с нем., М., 1960. *В. И. Битюцков.*

КООРДИНАЦИОННАЯ СВЯЗЬ — *химическая связь*, осуществляющаяся в т. н. координационных, или *комплексных соединениях*. Раньше К. с. отождествлялась с *донорно-акцепторной связью*. Однако ввиду часто встречающейся равноценности связей, имеющих ковалентное и донорно-акцепторное происхождение, напр. в $(NH_4)^+$,$(PtCl_6)^{2-}$ и т. д., такое отождествление не совсем точно.

КООРДИНАЦИОННОЕ ЧИСЛО — число ближайших к данному атому (иону) соседних атомов (ионов) в кристалле. Если центры этих ближайших соседей соединить друг с другом прямыми линиями, то получится плоская фигура или многогранник, наз. координационным. В структуре алмаза, кремния, германия и типа ZnS К.ч.=4, координационный многогранник—тетраэдр. В структурах типа NaCl К. ч.=6, координационный многогранник—октаэдр. Понятие К. ч. применяется также при рассмотрении строения *комплексных соединений*. Иногда, кроме одного (1-го) К. ч., т. е. числа ближайших соседей, указывают 2-е, 3-е и т. д. К. ч., т. е. число соседей во 2-й, 3-й и т. д. координационных сферах.

Понятие К. ч. применяется и при описании структуры аморфных тел, в частности *жидкостей*. Первым К. ч. для жидкости наз. среднее число ближайших соседей произвольного атома. В этом случае понятие «К. ч.» является статистич., поэтому К. ч. может оказаться нецелым. Для жидкостей К. ч. является мерой ближнего порядка: по тому, насколько К. ч. жидкости близко к К. ч. кристалла, судят о квазикристалличности жидкости, т. е. о близости ее свойств к свойствам кристаллов с соответствующей структурой. Однако флуктуации К. ч. в жидкостях настолько значительны, что пользоваться этим понятием нужно с большой осторожностью.

КОРДИЕРИТ (иолит, дихроит) — минерал из группы сложных силикатов Al, Mg и Fe; химич. состав $Al_3(Mg, Fe)_2[Si_5AlO_{18}]$. По структуре кристаллич. решетки относится к силикатам т. н. кольцевого строения. Кристаллы ромбодипирамидального вида симметрии. Пространств. группа D_{2h}^{25} — *Cccm*. Параметры элементарной ячейки $a = 9{,}67$ Å, $b = 17{,}03$ Å, $c = 9{,}35$ Å. Количество молекул в ячейке $M = 4$. Твердость по Моосу 7,0—7,5. Уд. вес 2,60—2,66 *г/см*^{3}. Цвет синий, желто-серый, красновато-коричневый Очень характерен *дихроизм*, особенно заметный в прозрачных зернах. Показатели преломления $N_g = 1{,}545$, $N_m = 1{,}543$, $N_p = 1{,}538$. Диссоциирует при 1 450°С. Синие прозрачные К. (т. н. ложный, или водяной, сапфир), обладающий дихроизмом и меньшим уд. весом и твердостью, применяются для ювелирных целей. Получаемая искусственно кордиеритовая керамика (диэлектрич. проницаемость $\varepsilon = 4$—5, тангенс угла диэлектрич. потерь $\operatorname{tg}\delta = 0{,}004$—0,003) применяется в качестве диэлектрика.

Лит.: Бетехтин А. Г., Минералогия, М., 1950, стр. 741. *М. О. Клия.*

КОРИОЛИСА СИЛА — одна из сил инерции, прибавлением к-рой к фактически действующим на материальную точку силам учитывается влияние вращения подвижной системы отсчета на относительное движение точки (см. *Относительное движение*). К. с. численно равна произведению массы точки на ее *Кориолиса ускорение* и направлена противоположно этому ускорению. Учитываемый эффект К. с. сводится к тому, что во вращающейся системе отсчета движущаяся материальная точка будет или отклоняться по направлению, перпендикулярному к ее относительной скорости, или оказывать давление на связь, препятствующую такому отклонению. Для тел, движущихся вблизи земной поверхности, этот эффект, возникающий вследствие суточного вращения Земли, сводится к тому, что вертикально падающие тела будут (в 1-м приближении) отклоняться к востоку, а тела, движущиеся вдоль земной поверхности, будут отклоняться в северном полушарии вправо, а в южном — влево от направления их движения, что, в частности, приводит к подмыву соответствующего берега у рек, возникновению нек-рых возд. и морских течений и т. п. К. с. учитывают также при расчете полета артиллерийских снарядов и ракет на больших дальностях, в теории гироскопов, турбин и др.

Лит.: 1) Лойцянский Л. Г. и Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 2, 5 изд., М., 1955, гл. 24; 2) Тарг С. М., Краткий курс теоретической механики, М.,1958, гл.20. См. также лит. при ст. *Динамика*. *С. М. Тарг.*

КОРИОЛИСА УСКОРЕНИЕ (или поворотное ускорение) — добавочное ускорение $\boldsymbol{w}_{кор}$, к-рое точка получает при т. н. сложном движении, когда подвижная система отсчета перемещается не поступательно (см. *Относительное движение*). К. у. учитывает влияние переносного движения (движения подвижной системы отсчета) на изменение относительной скорости точки $\boldsymbol{v}_{отн}$ и влияние относительного движения точки на изменение ее переносной скорости. Вектор $\boldsymbol{w}_{кор}$ и его модуль вычисляются соответственно по формулам

$$\boldsymbol{w}_{кор} = 2[\boldsymbol{\omega}_{пер} \cdot \boldsymbol{v}_{отн}] \quad \text{и} \quad w_{кор} = 2\omega_{пер} v_{отн} \sin\alpha,$$

где $\boldsymbol{\omega}_{пер}$ — угловая скорость поворота подвижной системы отсчета относительно неподвижной, α — угол между $\boldsymbol{v}_{отн}$ и $\boldsymbol{\omega}_{пер}$. Направление К. у. можно найти, спроектировав вектор $\boldsymbol{v}_{отн}$ на плоскость, перпендикулярную к $\boldsymbol{\omega}_{пер}$, и повернув эту проекцию на 90° в сторону переносного вращения. Напр., у точки, движущейся в северном полушарии с севера на юг, К. у., учитывающее суточное вращение Земли, направлено на восток.

К. у. отсутствует, когда переносное движение является поступательным ($\omega_{пер} = 0$) или когда относительное движение происходит вдоль прямой, параллельной оси переносного вращения ($\alpha = 0$). Понятием К. у. пользуются в кинематике при определении полного ускорения точки по ускорениям составных движений, а также в динамике при изучении относительного движения (см. *Кориолиса сила*).

Лит. см. при ст. *Кинематика*. *С. М. Тарг.*

КОРНЮ ПОЛУТЕНЕВОЙ ПОЛЯРИЗАТОР — двойная поляризационная призма, в половинах к-рой направления колебаний линейно поляризованного света составляют небольшой угол («полутеневой угол» φ, рис. 1). К. п. п. изготовляется из обычного поляризатора, к-рый сначала разрезается вдоль оси и после подшлифовки поверхности разреза под неболь-

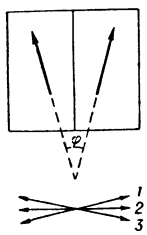


Рис. 1.

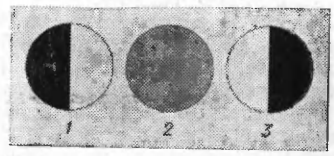


Рис. 2.

шим углом склеивается. Если после К. п. п. установить обычный анализатор, то яркости двух половин К. п. п. будут изменяться в зависимости от ориентации анализатора. Для трех положений оси анализатора, указанных на рис. 1, поле зрения дано на рис. 2. При нек-ром среднем положении 2 поля имеют одинаковую яркость, что можно установить с большой точностью. К. п. п. применяется в поляризационных фотометрах (сахариметрах и др.).

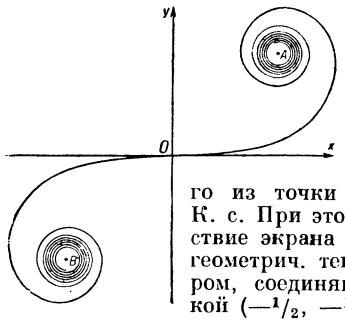
Лит.: 1) Вейгерт Ф., Оптические методы химии, пер. с нем., М., 1933, § 350; 2) Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961, гл. 10, § 4

КОРНЮ СПИРАЛЬ (к л о т о и д а) — кривая (см. рис.) из двух ветвей, симметричных относительно начала координат. Ее уравнение в параметрич. форме имеет вид

$$x=\int_0^v \cos\frac{\pi u^2}{2}\,du; \qquad y=\int_0^v \sin\frac{\pi u^2}{2}\,du.$$

A ($^1/_2$, $^1/_2$) и B ($-^1/_2$, $-^1/_2$) — асимптотич. точки кривой.

К. с. применяется для вычисления по *Гюйгенса—Френеля принципу* распределения интенсивности при дифракции света на прямолинейном крае экрана или на прямой щели. Так, напр., относительная амплитуда волны при дифракции на крае экрана определяется длиной вектора, проведенного из точки A в различные точки К. с. При этом амплитуда в отсутствие экрана или вдали от границы геометрич. тени определяется вектором, соединяющим эту точку с точкой ($-^1/_2$, $-^1/_2$); амплитуда на границе тени соответствует вектору, кончающемуся в начале координат. Скольжение вектора по правой части спирали дает плавно уменьшающуюся амплитуду волны в области геометрич. тени, а по левой — дифракционные полосы в освещенной области (см. *Дифракция света*).



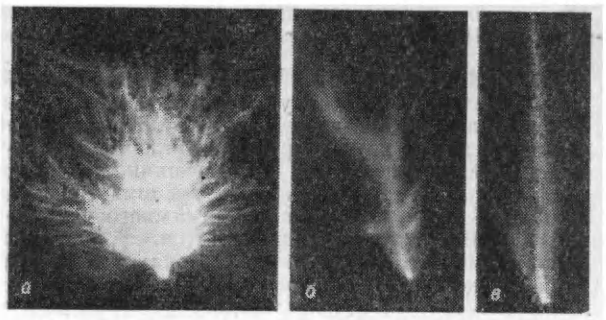
Лит.: 1) Я н к е Е. и Э м д е Ф., Таблицы функций с формулами и кривыми, пер. с нем., 3 изд., М., 1959, с. 126; 2) Л а н д с б е р г Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), с. 39; 3) Б о р н М., Оптика, пер. с нем., Киев — Харьков, 1937, § 55. *М. Д. Галанин.*

КОРОНА ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ — вид высокочастотного (в. ч.) газового разряда при давлениях порядка 1 атм. в сильно неоднородном поле. Типичная К. в. наблюдается на электродах с малым радиусом кривизны поверхности (острия, тонкие проволоки и т. п.) в области частот 10^5—10^7 *гц*. К. в. не возникает, если отношение длины разрядного промежутка к радиусу кривизны коронирующего электрода меньше нек-рой критич. величины.

Напряжение зажигания коронного в. ч. разряда падает с увеличением частоты тока и с уменьшением радиуса кривизны коронирующего электрода. Напряжение зажигания зависит также от состояния поверхности электрода (шероховатость, обледенение и т. п.). Мощность потерь на К. в. линейно возрастает с увеличением частоты.

Горение К. в. сопровождается прерывистыми явлениями, к-рые служат причиной интенсивных радиопомех, создаваемых разрядом. Прерывистые явления могут быть двух видов: импульсы малой амплитуды и сравнительно большой длительности (10^{-4} *сек*) и короткие импульсы (10^{-7}—10^{-8} *сек*) большой амплитуды. Напряженность поля помех, создаваемых К. в., резко падает при частотах электрич. поля свыше 1 *Мгц*; при 10 *Мгц* помехи уже ничтожны.

К. в. начинает развиваться вблизи коронирующего электрода, где поле очень велико. Электрон, случайно появившийся в этой области, может создать первичную электронную лавину. В результате вторичных процессов — *фотоионизация*, γ-процессы (см. *Электрические разряды в газах*), распад *отрицательных ионов* и т. д. — образуются вторичные лавины. При благоприятных условиях эти лавины вливаются в канал первичной лавины, увеличивая интенсивность ионизации в нем. В результате наложения лавин образуется лавинный канал. При дальнейшем повышении напряжения становится возможным образование *стримеров*. Каналы, образованные положительными стримерами в положительный полупериод напряжения, заполнены преимущественно положительными ионами, т. к. большинство электронов по каналу стримера уходит на электрод, служащий в данный момент анодом. Стримерные каналы, образовавшиеся в отрицательный полупериод напряжения, представляют собой незавершенные искровые каналы, заполненные плазмой. При дальнейшем увеличении напряжения, когда искровые каналы пересекают весь разрядный промежуток, возможно образование в. ч. дуги.



Переход коронного высокочастотного разряда в факельный; частоты: а) 3,5 *Мгц*, б) 6 *Мгц*, в) 9 *Мгц*.

В диапазоне частот 3—9 *Мгц* время формирования стримера (10^{-7}—10^{-8} *сек*) становится сравнимым с полупериодом напряжения, и, следовательно, условия для развития стримера — неблагоприятными. Вследствие этого прерывистые явления в К. в. значительно ослабляются и высокочастотный коронный разряд переходит в факельный разряд (рис.).

Лит.: 1) К а п ц о в Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950; 2) К у з о в н и к о в А. А., «Научн. докл. высш. школы. Физ.-мат. науки», 1958, № 4, с. 191; 3) К у з о в н и к о в А. А. и Ц я н ь Г а о - ю н ь, «Изв. высших учебн. заведений. Физика», 1960, № 5, с. 55. *К. С. Головацивский.*

КОРОНА ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ — см. *Коронный разряд*.

КОРОННЫЙ РАЗРЯД — один из видов разряда в газе при давлении порядка 1 атм. в сильно неоднородном электрич. поле. К. р. возникает на электродах с малым радиусом кривизны (острия, тонкие проволоки и т. п.). Он наблюдается на громоотводах и мачтах кораблей (огни св. Эльма), на высоковольтных линиях электропередач и пр.

Ионизация и возбуждение молекул газа при К. р. происходят лишь в небольшой области вблизи коронирующего электрода, в остальной части разрядного промежутка в сущности происходит несамостоятельный разряд. Сопротивление этой «темной» области разряда определяет ток в цепи разрядного промежутка.

В соответствии с полярностью коронирующего электрода К. р. наз. отрицательной или положительной короной. Механизмы развития каждого из этих двух видов разряда различны.

а) В случае отрицательной короны положительные ионы, образованные электронными лавинами, движутся к катоду и, ударяясь о его поверхность, приводят к выделению электронов за счет вторичной электронной эмиссии. С др. стороны, электроны из короны, попадая в «темную» область, прилипают к нейтральным молекулам и образуют отрицательные ионы, к-рые являются основными носителями тока в «темной» области. Пространственный заряд, образуемый вблизи анода отрицательными ионами, огра-

ничивает общий разрядный ток. В случае чистых электроположительных газов отрицательные ионы не образуются и носителями тока в «темной» области являются электроны. Экспериментально показано, что введение в чистый электроположительный газ небольшого количества электроотрицательного газа резко уменьшает разрядный ток при пр. равных условиях.

б) При положительной короне катодом является электрод с большим радиусом кривизны. В этом случае электроны, образующие лавины, рождаются не за счет вторичной эмиссии, так как поле у катода очень мало, а путем объемной фотоионизации газа вблизи анода фотонами, генерируемыми в коронирующем слое. Положительные ионы, двигаясь через «темную» область к катоду, образуют пространственный заряд, к-рый снова ограничивает величину разрядного тока.

Для возникновения К. р. в воздухе необходимо, чтобы при заданном напряжении величина напряженности поля на поверхности электрода была не меньше начальной напряженности поля короны $E_к$, к-рая определяется эмпирической формулой Пика: $E_к = 31\delta(1+0{,}308/\sqrt{\delta r_0})$ *кв/см*, где δ—плотность воздуха, отнесенная к плотности при атм. давлении и температуре 25°С, r_0 — радиус коронирующего цилиндрич. провода. Связь между величиной тока i К. р., приложенным напряжением U, напряжением зажигания К. р. U_0 и подвижностью ионов b определяется, в случае цилиндрич. геометрии, приближенной формулой

$$i = \frac{b \cdot U(U-U_0)}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}}.$$

Здесь r_0 — радиус коронирующего электрода, а R— радиус внешнего электрода.

Наряду со стационарным протеканием тока в К. р. имеют место прерывистые явления.

а) В случае отрицательной короны прерывистые явления сильно зависят от рода газа, его влажности, от состояния поверхности электрода и наличия взвешенных частиц пыли в разрядном промежутке. При этом в разряде наблюдаются регулярные импульсы тока (т. н. импульсы Тричеля). Эти импульсы представляют собой ряд лавин, сопровождающихся фотоионизацией в окружающем объеме газа. Частота повторения импульсов Тричеля определяется временем рассеивания отрицательного объемного заряда во внешней области К. р. Регулярные импульсы не имеют места в чистых электроположительных газах.

б) В положительной короне прерывистые явления обусловлены наличием двух видов импульсов: лавинных импульсов и *стримеров*. Стримеры представляют собой гораздо более мощные импульсы тока, чем лавинные импульсы. Прерывистые явления в положительной короне носят беспорядочный характер.

При увеличении напряжения между электродами «темная» область К. р. исчезает и происходит полный пробой разрядного промежутка в виде *искрового разряда*.

К. р. благодаря наличию в нем прерывистых явлений служит источником значительных радиопомех. Исследование К. р. переменного тока имеет большое практич. значение, так как потери энергии на высоковольтных линиях передач при наличии К. р. могут быть относительно велики. К. р. находит полезное применение в электрофильтрах и электросепараторах [3].

Лит.: 1) Леб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950; 2) Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959; 3) Капцов Н. А., Коронный разряд и его применение в электрофильтрах, М.—Л., 1947; 4) Браун С., Элементарные процессы в плазме газового разряда, [пер. с англ.], М., 1961. *К. С. Голованивский.*

КОРОНОГРАФ — оптич. прибор для наблюдения солнечной короны. К., применяемый при наблюдениях во время полных солнечных затмений, представляет собой длиннофокусную фотографич. камеру, устанавливаемую горизонтально; свет в нее обычно подается *целостатом*. Стандартный К., применяемый в СССР, имеет объектив диаметром 10 *см* с фокусным расстоянием 500 *см*.

Внезатменный К. служит для наблюдения солнечной короны и протуберанцев вне затмений. Вследствие того, что свет короны почти в миллион раз слабее света фотосферы, в обычных условиях рассеянный в земной атмосфере и в инструменте свет Солнца делает корону невидимой. Рассеяние света в атмосфере вызывается гл. обр. пылью, поэтому внезатменные К. устанавливают обычно на высоте ~ 2 *км* (и выше), где пыль практически отсутствует. Во внезатменном К. главный объектив *1* (рис.) состоит, во избежание лишних отражений, из одной

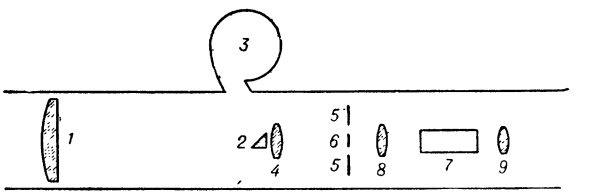


Схема внезатменного коронографа.

плоско-выпуклой линзы, в главном фокусе к-рой образуется изображение фотосферы и окружающих ее протуберанцев и короны. Здесь установлен металлич. диск *2* с диаметром, немного превышающим диаметр изображения фотосферы, свет к-рой он уводит в поглотитель *3*. Для уменьшения рассеянного света, обусловленного дифракцией от края объектива и бликом, получающимся при отражении на 2-й поверхности объектива *1*, непосредственно за главным фокусом объектива установлена линза *4*, к-рая образует изображение главного объектива на ирисовой диафрагме *5* с маленькой блендой *6* в середине. Для фотографирования формы короны или протуберанцев в свете одной из испускаемых ими спектральных линий применяется интерференционно-поляризационный фильтр *7* типа Лио с шириной полосы пропускания порядка 2 А. Этот фильтр должен стоять в параллельном пучке света; последний создается объективом *8*. Объектив *9* образует окончательное изображение на фотопленке. При фотографировании спектра короны или протуберанцев фильтр 7 убирается, а в фокальную плоскость объектива *9* помещается щель спектрографа.

В СССР наблюдения солнечной короны внезатменным К. впервые были начаты в 1950 г. вблизи г. Кисловодска на высоте более 2 000 *м*.

Лит.: 1) Всехсвятский С. К., Богуславская Е. Я., Дейч А. Н., в кн.: Труды экспедиций по наблюдению полного солнечного затмения 19 июня 1936 г., т. 1, М.—Л., 1938, с. 27—50; 2) Гневышева Р. С., Наблюдения солнца, М., 1959, с. 3—24. *М. Н. Гневышев.*

КОРОТКИЕ ВОЛНЫ — радиоволны в диапазоне от 10 до 100 *м* (30—3 *Мгц*). К. в. могут распространяться над поверхностью Земли как поверхностные волны (земные) и как пространственные (ионосферные). Дальность распространения К. в. как поверхностных зависит от мощности передатчика, частоты и характера почвы. При распространении волны длиной 100 *м* над морем для излучаемой мощности 1 *квт* дальность распространения достигает ≈ 1200 *км*. Над сухой почвой волна длиной 10 *м* при той же мощности передатчика распространяется всего на десятки *км*. Расчет напряженности поля поверхностных волн производится по дифракционным ф-лам (см. *Дифракция радиоволн*).

Как пространственные волны К. в. при частотах выше нек-рой определенной величины распространяются вокруг поверхности Земли на сколь угодно большие расстояния в результате однократного и многократного отражения от *ионосферы* и земной поверхности (рисунок 1). Макс. расстояние скачка d не превышает 4 000 *км*. При благоприятных условиях К. в. способны неск. раз обогнуть земной шар. К. в. отражаются от слоя F_2 ионосферы (рис. 2) и испытывают поглощение при прохождении сквозь слои D и E. Поглощением в слое F_2 обычно можно пренебречь. Радиоволны, излучаемые антенной под углами больше критич. значения $\alpha_{кр}$, не отражаются от ионосферы, а проходят сквозь нее. Т. о., существует минимальное расстояние $r_{мин}$, начиная с к-рого пространственные волны могут достигать поверхности Земли (рис. 3). В дневные часы летних месяцев, при сильной ионизации слоя E, К. в. распространяются в результате отражения от слоя E или от спорадич. слоя E в периоды его образования.

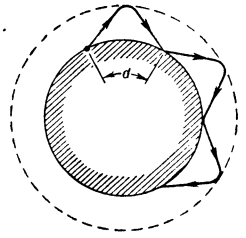


Рис. 1.

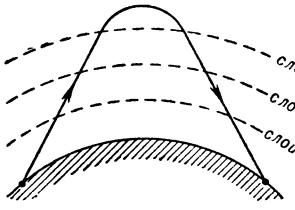


Рис. 2.

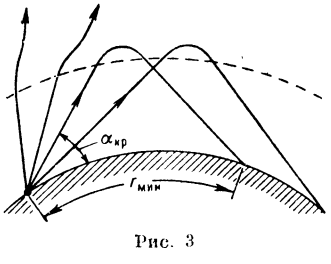


Рис. 3

Для установления радиосвязи на К. в. необходимо, чтобы: 1) выбранная частота не превышала *критической частоты радиосвязи* и 2) поглощение в слоях D и E не было бы чрезмерно большим. Вследствие зависимости степени ионизации слоев D, E и F_2 от местного времени в дневные часы распространяются на большие расстояния только наиболее короткие, т. н. «дневные», волны (10—25 *м*). С наступлением темноты 1-е условие для дневных волн перестает выполняться и способность распространяться приобретают т. н. «ночные» волны (40—100 *м*). В условиях полуосвещенности, а также на протяженных трассах применяются т. н. промежуточные волны (25—40 *м*). Связь на ночных волнах в дневные часы невозможна вследствие нарушения 2-го условия.

Расчет линий связи на К. в. сводится к выбору оптимальных рабочих частот и составлению расписания смен волн, а также к определению необходимой мощности передатчика. Первое производится с помощью ионосферных карт, регулярно издаваемых в виде прогнозов на 2 месяца вперед. Среди многочисленных методов расчета необходимой мощности передатчика выделяется метод А. Н. Казанцева.

Распространение К. в. характеризуется рядом особенностей: 1) интенсивными *замираниями* — непрерывными и беспорядочными изменениями амплитуды и фазы принимаемого сигнала, обусловленными флуктуационными процессами в ионосфере; 2) существованием *зоны молчания*, внутренний радиус которой определяется дальностью распространения поверхностных волн, а внешний — наименьшим расстоянием до пункта, в который попадает пространственная волна; 3) существованием прямого эха (радиоэха), наблюдающегося при излучении передатчиком коротких импульсов и происходящего вследствие попадания в приемник лучей, претерпевших разное число отражений от ионосферы; 4) эффектом Кабанова (см. *Кабанова эффект*), заключающимся в возвращении некоторой доли излучения к месту излучения из-за частичного рассеяния отраженных ионосферой К. в.; 5) кругосветным эхом, наблюдающимся, когда, помимо волны, распространяющейся по кратчайшему пути, в приемник попадает волна, обогнувшая земной шар; 6) нарушением радиосвязи под действием ионосферных возмущений, когда вследствие нарушения нормальной структуры слоя F_2 или даже его полного разрушения резко ухудшаются условия распространения К. в.; 7) влиянием солнечной активности на условия распространения К. в., выражающимся в общем улучшении условий дальнего распространения К. в. в годы высокой солнечной активности и в увеличении критич. частоты радиосвязи по мере роста солнечной активности.

Существуют системы радиосвязи, основанные на рассеянии К. в. на флуктуационных неоднородностях слоя E, а также на отражении К. в. от ионизированных следов метеоров. Для этой цели применяются волны (короче 15 *м*), частоты к-рых превышают критич. частоты в обычной радиосвязи на коротких волнах.

Лит.: 1) Долуханов М. П., Распространение радиоволн, М., 1952; 2) Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л. и Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн, М., 1953. *М. П. Долуханов.*

КОРОТКОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (в метеорологии) — радиация в диапазоне длин волн от ультрафиолетовой до близкой инфракрасной области спектра, которая включает прямую *солнечную радиацию*, рассеянную радиацию и т. н. суммарную радиацию (суммарное К. и.), составляющую приходную часть *баланса радиационного*. К. и. измеряется различного типа актинометрич. приборами: *пиргелиометрами*, *актинометрами*, *пиранометрами*. Для приближенных вычислений сумм К. и. пользуются весьма простыми полуэмпирич. формулами.

При безоблачном небе основную долю суммарного К. и. составляет солнечная радиация, причем соотношение между прямой солнечной радиацией и рассеянной радиацией существенно зависит от высоты Солнца и прозрачности атмосферы (с уменьшением этих параметров доля рассеянной радиации возрастает). Если при больших высотах Солнца (более 40—50°) рассеянная радиация ок. 10—20% от суммарного К. и., то при малых высотах (неск. градусов) они примерно равны. Макс. (полуденные) значения суммарного К. и. на горизонтальную поверхность обычно 1,0—1,5 *кал/см²·мин*. Наиболее сильное влияние на суммарное К. и. оказывает облачность. В связи с изменчивостью облачности, высоты Солнца, прозрачности атмосферы, альбедо подстилающей поверхности суммарное К. и. имеет суточный и годовой ход. Макс. значения его наблюдаются, как правило, ок. полудня (дневной ход) и летом (годовой ход). Обычно месячные суммы суммарного К. и. изменяются в течение года от нескольких до 10—20 *ккал/см²·месяц*. Годовые суммы суммарного К. и., как правило, возрастают к югу от 50—70 *ккал/см²·год* в зоне Арктики до 180—200 *ккал/см²·год* в приэкваториальной области (в направлении от последней к экватору наблюдается нек-рое уменьшение суммарного К. и.). Доля рассеянной радиации в годовых суммах суммарного К. и. всегда значительна (от 25—30% в приэкваториальной области до 70—75% в Арктике).

Лит.: 1) Кондратьев К. Я., Лучистая энергия Солнца, Л., 1954; 2) Берлянд Т. Г., Распределение солнечной радиации на континентах, Л., 1961. *К. Я. Кондратьев.*

КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИЕ СИЛЫ — силы, убывающие с расстоянием по экспоненциальному закону, в отличие от дальнодействующих сил, к-рые убывают с расстоянием медленно, напр., как r^{-2}. К. с. являются ядерные силы, описываемые *Юкава потенциалом*, дальнодействующими — гравитационные силы. Иногда К. с. называют также силы, убывающие как r^{-n}, где n — положительно и достаточно велико, напр. Ван-дер-Ваальсовы силы ($n = 7$).

КОРОТКОЕ ЗАМЫКАНИЕ в электрич. устройствах порождает токи, достигающие сотен тысяч *а*. С момента возникновения К. з. ток быстро растет и приблизительно через полпериода (напр., через 0,01 *сек* при частоте 50 *гц*) достигает макс. величины (у д а р н ы й т о к), после чего постепенно уменьшается, переходя через 4—5 *сек* после начала К. з. в т. н. у с т а н о в и в ш и й с я т о к, который значительно меньше ударного. Затухание тока происходит гл. обр. благодаря тепловым потерям.

Величиной кратковременного ударного тока определяются возникающие в электрич. устройстве механич. усилия (до нескольких *т*). Расчет аппаратуры производится с учетом теплового действия установившегося тока. К. з. сопровождается падением напряжения в цепи.

Для защиты от последствий К. з. существует ряд приспособлений, из к-рых одни уменьшают действие самого К. з., другие автоматически отключают поврежденные участки цепей. Линии связи экранируются от линий сильного тока.

КОРРЕКЦИЯ ИСКАЖЕНИЙ В УСИЛИТЕЛЕ — исправление вносимых электрич. цепями усилителя искажений формы электрич. сигналов. Нелинейность характеристик электронной лампы, транзистора или других усилительных элементов нарушает пропорциональность между изменениями сигнала на входе усилителя и соответствующими им изменениями усиленного выходного сигнала (см., напр., *Ламповый усилитель*). Эти искажения наз. н е л и н е й н ы м и; их величина зависит от амплитуды усиливаемого сигнала, и они заметны обычно лишь при больших амплитудах сигнала, т. е. в выходных ступенях усилителей. Существуют разные способы коррекции нелинейных искажений: 1) Нелинейные элементы усилителя подбираются так, что нарушения пропорциональности между мгновенными значениями входного и выходного сигналов, вносимые одними из них, в основном компенсируются противоположными по знаку нарушениями пропорциональности, создаваемыми др. нелинейными элементами. Примером такой компенсации является *двухтактная схема*, где выходной сигнал снимается с анодов двух одинаковых ламп, на сетки к-рых входной сигнал подан в противофазе. При этом уничтожаются нелинейные искажения, порождаемые четными степенями разложения в ряд нелинейных сеточных характеристик анодного тока ламп. 2) В усилитель вводится *отрицательная обратная связь*. Пусть в отсутствие отрицательной обратной связи на выходе усилителя, кроме напряжения усиленного сигнала u, возникает дополнит. напряжение Δu, порожденное нелинейными искажениями. При введении отрицательной обратной связи часть Δu, равная $\Delta u\beta/(1 - \beta K_0)$ ($\beta < 0$ — коэфф. отрицательной обратной связи, K_0 — коэфф. усиления в отсутствие обратной связи), подается с выхода усилителя на его вход в противофазе. При этом выходному сигналу той же величины будет сопутствовать меньшее напряжение нелинейных искажений $\Delta u' = \Delta u/(1 - \beta K_0)$. Обеспечив условие $|\beta K_0| \gg 1$, получают значит. уменьшение нелинейных искажений.

Наличие реактивных сопротивлений в электрич. цепях усилителя ведет к тому, что гармонич. составляющие разных частот спектра сигнала усиливаются неодинаково, что также приводит к искажениям сигнала, наз. л и н е й н ы м и или частотными и фазовыми. Линейные искажения исправляются с помощью дополнительных корректирующих элементов в виде комбинаций из индуктивностей, емкостей и активных сопротивлений. На рис. 1, *а* показана типичная переходная электрич. цепь реостатного усилителя, передающая усиленное напряжение с анодного сопротивления R_a усилительной лампы $Л_1$ на сетку последующей лампы $Л_2$ с помощью емкости C_g и сопротивления утечки R_g. *Частотная характеристика* этого некорректированного усилителя изображена пунктирной кривой на рис. 2. Гармонич. составляющие сигнала в области нижних и верхних частот передаются хуже, чем в области средних, за счет реактивных сопротивлений емкости C_g (в области нижних частот) и *входной емкости электронной лампы* C_0 (в области верхних частот). На рис. 1, *б* показано включение простейших корректирующих элементов: фильтра $R_ф C_ф$ и индуктивности L, спрямляющих частотную характеристику. Фильтр увеличивает усиление, даваемое лампой $Л_1$ в области нижних частот, и тем самым компенсирует потери напряжения на емкости C_g. Индуктивность L поднимает усиление на высоких частотах. Сплошная кривая рис. 2 соответствует частотной характеристике, исправленной за счет коррекции. Параметры корректирующих элементов выбираются т. о., чтобы корректирующие элементы не влияли на участки частотной и фазовой характеристик, не требующих коррекции, и чтобы не получилось искажения корректируемого участка характеристики в противоположную сторону за счет «перекомпенсации». В частности, в схеме коррекции рис. 1,*б* необходимо $R_ф$ и $C_ф$ выбирать так, чтобы $R_a C_ф = R_g C_g$, а $(1/R_ф C_ф) \leqslant \omega_н$, где $\omega_н$ — предельная нижняя частота. Индуктивность L выбирается так, что величина $y = L/CR^2$ находится в пределах 0,5—0,25. Минимальные фазовые и минимальные частотные искажения в области верхних частот получаются при разных значениях y, соответственно равных 0,32 и 0,41, и величину корректирующей индуктивности L часто подбирают в указанных выше пределах опытным путем так, чтобы форма усиливаемого сигнала искажалась как можно меньше. Существует много др. схем коррекции, в к-рых различные корректирующие элементы включаются в разные участки схемы усилителя. Г. В. Брауде [2] предложил общий метод спрямления частотных характеристик усилителей: частотная характеристика $F(\omega, x_1, x_2, \ldots, x_n)$, где ω — частота, а $x_1, \ldots, x_n$ — корректирующие элементы, разлагается в ряд по степеням ω: $F(\omega, x_1, x_2, \ldots, x_n) = F(0, x_1, x_2, \ldots, x_n) + \omega \frac{\partial}{\partial\omega} F(0, x_1, x_2, \ldots, x_n) + \frac{1}{2}\omega^2 \frac{\partial^2}{\partial\omega^2} F(0, x_1, x_2, \ldots, x_n) + \ldots$ Приравнивая нулю первые n коэфф. этого ряда, можно получить n алгебраич. ур-ний для нахождения значений корректирующих элементов, при к-рых

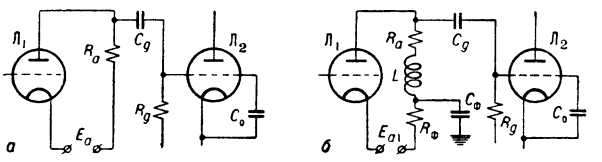


Рис. 1.

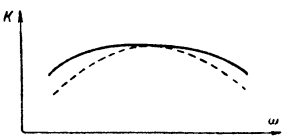


Рис. 2.

частотная характеристика, по крайней мере, в области низких частот лучшим образом приближается к прямолинейной. Этот метод применяется при проектировании широкополосных усилителей. Чем больше число корректирующих элементов, тем ближе форма частотной характеристики к заданной; однако сложность настройки усилителя при этом сильно возрастает и введение последующих корректирующих элементов сказывается все более слабо.

Лит.: 1) Бодэ Г., Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью, пер. с англ., М., 1948; 2) Браунде Г. В., О коррекции частотных и фазных характеристик усилительных устройств, «ЖТФ», 1934, т. 4, вып. 9—10; 3) Санин А. А., Электронные приборы ядерной физики, М., 1961, гл. 3, 4.

М. Д. Карасев.

КОРРЕЛЯЦИИ КОЭФФИЦИЕНТ — мера взаимосвязанности двух случайных событий A и B, вероятности к-рых $P(A)$ и $P(B)$ удовлетворяют условиям $0 < P(A); P(B) < 1$. К. к. определяется ф-лой

$$R_{A,B} = \frac{P(A,B) - P(A)P(B)}{\sqrt{[P(A) - P^2(A)][P(B) - P^2(B)]}}, \qquad (1)$$

где $P(A, B)$ — вероятность совместного наступления событий A и B, и удовлетворяет неравенству $|R_{AB}| \leqslant 1$. Если $R_{AB} = 0$, то мы имеем независимые события A и B, т. к. для независимых событий $P(A, B) = P(A)P(B)$; если $R_{AB} = 1$, то корреляция полная (событие A всегда влечет за собой наступление события B, и наоборот). Если $R_{AB} = -1$, то корреляция является также полной, но в том смысле, что наступление события A всегда влечет за собой отсутствие события B и наоборот, т. е. B есть отрицание A. Пусть теперь речь идет не о двух избранных событиях A и B, а о совокупности возможных значений одной случайной величины x и о совокупности значений др. случайной величины y. Если для этих величин средние значения равны $\bar{x}$ и $\bar{y}$, а *дисперсии* σ_x^2 и σ_y^2, то К. к. определяется равенством

$$R_{x,y} = \frac{\overline{xy} - \bar{x}\bar{y}}{\sigma_x \sigma_y}. \qquad (2)$$

Если $\bar{x}$ и $\bar{y}$ независимы, то $R_{x,y} = 0$; однако из равенства $R_{x,y} = 0$, вообще говоря, не следует независимость x и y. В самом деле, $R_{x,y}$ определяется только моментами первого и второго порядка. Между тем ф-ция распределения, вообще говоря, задается и высшими моментами, так что взаимосвязанность, корреляция величин x и y может сохраняться даже тогда, когда К. к., определенный ф-лой (2), равен нулю. $R_{x,y}$ удовлетворяет неравенству $|R_{x,y}| \leqslant 1$. Равенства $R_{x,y} = \pm 1$ означают вырождение вероятностной зависимости между x и y в линейную функциональную зависимость вида $y = \pm x$.

Аналогично (2) определяется К. к. $R_{f,g}$ между двумя ф-циями $f(x)$ и $g(x)$, имеющими дисперсию. В классе этих ф-ций можно определить $\max_{f,g} |R_{f,g}|$. Если $\{f_1(x), g_1(y)\}$ — пара ф-ций, для к-рых этот максимум достигается, то R_{f_1,g_1} наз. максимальным К. к. между случайными величинами x и y. Равенство $R_{f_1,g_1} = 0$ эквивалентно независимости x и y, поэтому макс. К. к. является более полной мерой зависимости, чем обычный К. к. [2].

В весьма важном случае нормальной корреляции высшие моменты распределения выражаются через 2-е моменты, так что задание $R_{x,y}$ ф-лой (2) достаточно характеризует корреляцию. В этом случае, как и в др. случаях линейной корреляции, макс. К. к. совпадает с обычным К. к.; этим объясняется широкое применение обычного К. к. в качестве меры зависимости между случайными величинами.

На практике часто требуется выявить наличие взаимосвязанности пар случайных величин. Напр., по данным многолетних наблюдений над суточными колебаниями склонения магнитной стрелки (Гринвич, 1910—1931 гг.) была установлена положительная корреляционная зависимость между площадью солнечных пятен и среднегодовыми суточными колебаниями склонения; К. к. между этими случайными величинами оказался равным 0,76. Еще выше К. к. между площадью солнечных факелов и амплитудой тех же колебаний склонения; он равен 0,84. Аналогично можно установить положительный К. к. между толщиной нити и ее прочностью, весом снаряда и дальностью его полета, количеством осадков в бассейне реки и уровнем воды в ней. Отрицательный К. к. можно установить, напр., между временем горения и процентом исправных лампочек; между среднесуточными темп-рами воздуха в двух пунктах, расположенных соответственно в северном и южном полушариях при достаточном их удалении от экватора. Вообще, если К. к. между v и w положителен, то К. к. между v и $-w$ отрицателен. Обычно К. к. вычисляется по ф-ле (2) или измеряется различными коррелометрами, автоматизирующими процесс измерения К. к. Так, напр., если требуется установить наличие корреляции между двумя полями звуковых (или радио) волн или корреляцию звуковых давлений (или напряженностей поля) в двух точках одного поля, то давления (или напряженности) подают на входы коррелометра, на выходе к-рого получается значение К. к.

Лит.: 1) Крамер Г., Математические методы статистики, пер. с англ., М., 1948; 2) Сарманов О. В., Максимальный коэффициент корреляции, «ДАН СССР», 1958, т. 120, № 4; 3) Аббот Ч., Солнце, пер. с англ., М.—Л., 1936.

О. В. Сарманов.

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ — ф-ция, определяющая вероятность относительного расположения (различных конфигураций) комплекса из s любых молекул жидкости или газа, заключенного в объеме V.

Наличие корреляций в расположении молекул приводит к тому, что в жидкости или плотном газе в ближайшем окружении к.-л. избранной молекулы имеется нек-рое упорядочение. Плотность распределения молекул ближайшего окружения к.-л. выделенной молекулы отличается от средней плотности, приближаясь к последней с увеличением расстояния.

В классической статистич. механике К. ф. F_s определяется так, что

$$\frac{1}{V^s} F_s(q_1, \ldots, q_s)\, dq_1 \ldots dq_s \qquad (1)$$

представляет вероятность того, что координаты $1, \ldots, s$-й молекул попадают в бесконечно малые объемы $dq_1, \ldots, dq_s$, расположенные около точек $q_1, \ldots, q_s$, где $q_i = (x_i, y_i, z_i)$. Из определения (1) следует условие нормировки для F_s:

$$\lim_{V\to\infty} \frac{1}{V} \int_V F_s(q_1, \ldots, q_s)\, dq_s = F_{s-1}(q_1, \ldots, q_{s-1}); \quad \ldots \lim_{V\to\infty} \frac{1}{V} \int_V F_1(q)\, dq = 1. \qquad (2)$$

В классической статистич. механике К. ф. связана с распределением Гиббса $D_N(q_1, \ldots, q_N)$ всех молекул системы соотношением:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s) = V^s \int_V \ldots \int_V D_N(q_1, \ldots, q_N)\, dq_{s+1} \ldots dq_N, \qquad (3)$$

где

$$D_N(q_1, \ldots, q_N) = Q_N^{-1} \exp(-U_N/\vartheta);$$

$$Q_N = \int_V \ldots \int_V \exp(-U_N/\vartheta)\, dq_1 \ldots dq_N; \qquad (4)$$

U_N — потенциальная энергия взаимодействия молекул системы, Q_N — конфигурационный интеграл, $\vartheta = kT$, k — по-

стоянная Больцмана, T — темп-ра, N — полное число частиц. В случае парного взаимодействия, зависящего только от расстояния между молекулами, энергия взаимодействия имеет вид:

$$U_N = \sum_{1\leq i<j\leq N} \Phi(|q_i - q_j|). \qquad (5)$$

К. ф. для $s = 1$ называется одночастичной функцией распределения и представляет плотность распределения одной молекулы по координатам в объеме, занятом газом или жидкостью. В случае, когда на систему не действуют внешние силы, из условия нормировки (2) и трансляционной инвариантности следует, что $F_1(q) = 1$. К. ф. для $s = 2$ называется двухчастичной или бинарной функцией *распределения*. Для однородной фазы F_2 зависит только от расстояния между молекулами $F_2(q_1, q_2) = F_2(|q_1 - q_2|)$ и соответственно носит название радиальной функции распределения.

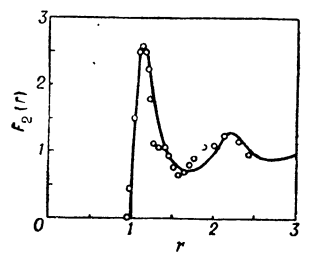
Ф-ция F_2 имеет особое значение ввиду того, что для систем с парным взаимодействием с ее помощью можно получить, напр., ур-ние состояния и среднюю энергию.

$$pV = N\vartheta - \frac{1}{6v^2}\int\int |q_1 - q_2|\,\Phi'(|q_1 - q_2|)\,F_2(q_1, q_2)\,dq_1\,dq_2,$$
$$E = \frac{3}{2}N\vartheta + \frac{1}{2v^2}\int\int \Phi(|q_1 - q_2|)\,F_2(q_1, q_2)\,dq_1\,dq_2, \qquad (6)$$

где $v = V/N$. Зависимость радиальной ф-ции от расстояния можно определить экспериментально по когерентному рассеянию рентгеновских лучей. Интенсивность рентгеновских лучей, рассеянных жидкостью под углом φ к первичному лучу, определяется выражением:

$$I(s) = I_0\left\{1 + \frac{4\pi}{v}\int_0^\infty [F_2(r) - 1]\,\frac{\sin(sr)}{s}\,r\,dr\right\},$$
$$s = \frac{4\pi}{\lambda}\sin\varphi/2, \qquad (7)$$

где λ — длина волны рентгеновских лучей. Обычно ф-лу (7) обращают и по угловой зависимости I восстанавливают F_2. При этом оказывается, что при достаточно малых r порядка газокинетического радиуса молекул $F_2(r)$ имеет несколько максимумов и затем быстро стремится к единице (см. рис.).



Радиальная функция распределения. Сплошная линия — теоретическая кривая для модифицированного потенциала Леннарда — Джонса $\Phi(r) = 4\varepsilon[(a/r)^{12} - (a/r)^6]$ при $r > a$ и $\Phi(r) = \infty$ при $r < a$) при значениях параметров $\sqrt{2}/va^3 = 1{,}73$, $kT/\varepsilon = 0{,}83$. Кружочки — экспериментальные данные для аргона при температуре 91,8° К и давления $p = 1{,}8$ *атм*.

К. ф. удовлетворяют цепочке уравнений [1] — [4]

$$\frac{\partial F_s}{\partial q_1^a} + \frac{1}{\vartheta}\frac{\partial U_s}{\partial q_1^a}F_s + \frac{1}{\vartheta v}\int \frac{\partial \Phi(|q_1 - q_{s+1}|)}{\partial q_1^a}\times F_{s+1}\,dq_{s+1} = 0, \qquad (8)$$

где U_s — потенциальная энергия взаимодействия комплекса из s молекул. В качестве граничного условия для системы уравнений (8) естественно взять так называемое условие ослабления корреляции [3] между молекулами:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s) - \prod_{(1\leq i\leq s)} F_1(q_i) \to 0 \quad \text{при} \quad |q_i - q_j| \to \infty. \qquad (9)$$

Цепочку ур-ний (8) можно решать разложением по степеням малого параметра. Для газа малой плотности и случая короткодействующих сил взаимодействия решение ищется в виде разложения по степеням плотности

$$F_s^{(0)} = \exp\{-U_s/\vartheta\}; \qquad F_s = F_s^{(0)} + \frac{1}{v}F_s^{(1)} + \frac{1}{v^2}F_s^{(2)} + \ldots \qquad (10)$$

При этом для ур-ния состояния получаются т. н. разложения Урселла — Майера. В случае кулоновского взаимодействия цепочка ур-ний (8) решается разложением по степеням плазменного параметра v/r_d^3, где r_d — *дебаевский радиус экранирования:* $r_d^{-2} = 4\pi e^2/\vartheta v$. Первое приближение дает в этом случае результаты теории Дебая — Хюккеля.

В квантовой статистич. механике К. ф. определяется через *матрицу плотности* всей системы по ф-лам

$$F_s(q_1, \ldots, q_s;\ q_1', \ldots, q_s') = V^s \mathrm{Sp}_{(q_{s+1}, \ldots, q_N)}\rho(q_1, \ldots, q_N;\ q_1', \ldots, q_N'), \qquad (11)$$

здесь шпур берется по переменным $s+1, \ldots, N$-й частиц. Для квантовых К. ф. имеют место условия нормировки, аналогичные условиям (2) в классич. статистике:

$$\lim_{V\to\infty}\frac{1}{V^s}\mathrm{Sp}_{(q_s)}F_s(q_1, \ldots, q_s;\ q_1', \ldots, q_s') = F_{s-1}(q_1, \ldots, q_{s-1};\ q_1', \ldots, q_{s-1}'),$$
$$\lim_{V\to\infty}\frac{1}{V}\mathrm{Sp}_{(q)}F_1(q;\ q) = 1. \qquad (12)$$

Функции F_s в зависимости от типа статистики, к-рой подчиняются частицы, симметричны или антисимметричны относительно перестановок переменных q (или q').

Диагональные элементы квантовой К. ф. F_s представляют плотность вероятности распределения комплекса из s частиц. Напр., если q координата, то $F_1(q;\ q)$ дает плотность вероятности распределения одной частицы. Для пространственно однородной системы К. ф. инвариантны относительно пространственных трансляций и потому:

$$F_1(q, q') = F_1(q - q'); \qquad F_1(q, q) = F_1(0) = 1. \qquad (13)$$

Диагональный элемент двухчастичной К. ф. по этим же соображениям также зависит только от разностей координат:

$$F_2(q_1, q_2;\ q_1, q_2) = F_2(q_1 - q_2) \qquad (14)$$

и представляет квантовый аналог классич. двухчастичной К. ф.

Часто удобным оказывается представление К. ф. через вторично-квантованные волновые функции $\psi(q)$:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s;\ q_1', \ldots, q_s') = \left(\frac{V}{N}\right)^s\langle\psi^+(q_1), \ldots, \psi^+(q_s), \psi(q_1'), \ldots, \psi(q_s')\rangle, \qquad (15)$$

где ψ, ψ' удовлетворяют перестановочным соотношениям:

$$\psi(q)\psi(q') \pm \psi(q')\psi(q) = 0; \quad \psi(q)\psi^+(q') \pm \psi^+(q')\psi(q) = \delta(q - q')$$

(знак плюс берется для *Ферми—Дирака статистики* и знак минус — для *Бозе—Эйнштейна статистики*; символ $\langle\ldots\rangle$ обозначает статистич. усреднение по равновесному статистич. оператору).

Через квантовые К. ф. можно вычислять средние значения и флуктуации различных динамич. величин и далее строить термодинамику квантовых систем. Напр., ур-ние состояния и средняя энергия систем с бинарным взаимодействием выражаются через ф-ции F_1 и F_2:

$$pV = \frac{2}{3}\frac{1}{v}\int\frac{\hbar^2}{2m}\left\{\nabla_q^2 F_1(q, q')\right\}_{q'=q}dq - \frac{1}{6v^2}\int|q_1 - q_2|\,\Phi'(q_1 - q_2)\,F_2(q_1, q_2;\ q_1, q_2)\,dq_1\,dq_2$$
$$E = -\frac{1}{v}\int\frac{\hbar^2}{2m}\left\{\nabla_q^2 F_1(q, q')\right\}_{q'=q}dq + \frac{1}{2v^2}\int\Phi(q_1 - q_2)F_2(q_1, q_2;\ q_1, q_2)\,dq_1\,dq_2. \qquad (16)$$

Фактически для вычисления свободной энергии (а следовательно, и средней энергии) достаточно знания только двухчастичной К. ф., т. к. с помощью F_2 можно вычислить среднюю энергию взаимодействия и восстановить по ней свободную энергию.

Для нахождения К. ф. можно составить цепочки зацепляющихся ур-ний для них и решать их при определенных граничных условиях. К. ф. можно находить также методом *Грина функций*.

В статистич. механике классических и квантовых систем находят применение также и временны́е К. ф. Их можно определить как среднее статистическое от произведения динамич. переменных, взятых для разных моментов времени. Временны́е К. ф. применяются также в теории необратимых процессов.

Лит.: 1) Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960; 2) Yvon J., La théorie statistique des fluides et l'équation d'état, P., 1935; 3) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; 4) Born M., Green H. S., «Proc. Roy. Soc. A.», 1946, v. 188, № 1012; 5) Kirkwood J. G., «J. Chem. Phys.», 1935, v. 3, № 5, p. 300; 6) Compton A. H., Allison S. K., X-rays in theory and experiment, 2 ed., L. — [N. Y.], 1935; 7) Kirkwood J. G., в кн.: Proceedings of the international conference of theoretical physics, Kyoto

and Tokyo, September, 1953, Tokyo, 1954; 8) Neumann J. von, Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik, B., 1932; 9) Боголюбов М. М., Лекції з квантової статистики, Київ, 1949; 10) Боголюбов Н. Н., Тябликов С. В., «ДАН СССР», 1959, т. 126, № 1, с. 53; 11) Зубарев Д. Н., «УФН», 1960, т. 71, вып. 1, с. 71; 12) Van Hove L., «Phys. Rev.», 1954, ser. 2, v. 95, № 1, p. 249; 13) Климонтович Ю. Л., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 1, с. 173; 14) Kubo R., «J. Phys. Soc. Japan.», 1957, v. 12, № 6; 15) Бончч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В., Метод функции Грина в статистической механике, М., 1961.

Д. Н. Зубарев, С. В. Тябликов.

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ЭНЕРГИЯ — энергия нижнего состояния Ферми-газа за вычетом средней кинетич. энергии частиц (т. н. энергии Ферми) и обменной энергии. Обычно термин «К. э.» применяется к электронному газу. Знание К. э. важно для получения ур-ния состояния газа.

Согласно принципу Паули, два электрона с одинаковым направлением спина не могут находиться в одной ячейке фазового пространства, что эквивалентно отталкиванию между ними. Это приводит к тому, что средняя кинетическая энергия частиц (энергия Ферми) даже при нулевой темп-ре отлична от нуля и для газа большой плотности дает основной вклад в энергию системы. Принцип Паули приводит также к корреляции во взаимном расположении электронов с параллельными спинами, к-рой соответствует обменная энергия, дающая следующую поправку к энергии системы по степеням плотности. Эту поправку можно учесть с помощью простой теории возмущений в ее первом приближении. Кроме того, существует корреляция электронов с противоположно направленными спинами, к-рая обусловливает К. э. Соответствующую энергию нельзя учесть по обычной теории возмущений; второе приближение для энергии электронного газа приводит к логарифмически расходящимся выражениям, т. к. вследствие далекого характера кулоновского взаимодействия его нельзя считать малым; расходимость остается и в более высоких приближениях. Для вычисления второго и высших приближений для энергии электронного газа, т. е. для вычисления К. э., необходимо пользоваться усовершенствованной формой теории возмущений.

Рассмотрим полностью вырожденный Ферми-газ (т. е. находящийся при абс. нуле темп-ры) из частиц с зарядом e и массой m, взаимодействующих по закону Кулона. Предположим, что положительный заряд ионов равномерно распределен по объему, что обеспечивает устойчивость системы. Энергия электронного газа E в первом приближении равна сумме энергии Ферми E_F и обменной энергии $E_{\text{обм}}$. К. э., следуя Вигнеру, называют разность

$$E_{\text{корр}} = E - E_F - E_{\text{обм}}.$$

Энергия Ферми E_F — средняя кинетич. энергия электронов при темп-ре, равной нулю, рассчитанная на одну частицу в первом приближении теории возмущений, равна

$$E_F = \frac{3}{5}\frac{p_0^2}{2m}\left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3}\frac{1}{r_s^2}R_y \approx 2{,}21\,\frac{1}{r_s^2}R_y,$$

где p_0 — предельный импульс Ферми, $r_s = \left(\frac{3}{4\pi}\frac{V}{N}\right)^{1/3}/a_0$ — среднее расстояние между электронами в единицах a_0 ($a_0 = \hbar^2/me^2$ — боровский радиус), а $Ry = me^4/2\hbar^2 = 13{,}55$ *эв* — единица энергии (ридберг).

Обменная энергия $E_{\text{обм}}$ — средняя энергия кулоновского взаимодействия в первом приближении теории возмущений — равна

$$E_{\text{обм}} = -\frac{3}{4\pi\hbar}e^2 p_0 = -\frac{3}{2\pi}\left(\frac{9\pi}{4}\right)^{1/3}\frac{1}{r_s}R_y \approx -0{,}916\,\frac{1}{r_s}R_y.$$

Для случая электронного газа большой плотности ($r_s \ll 1$) Вигнер воспользовался вариационным методом для волновой ф-ции нижнего состояния и вычислил К. э. Для случая малой плотности ($r_s \gg 1$) он принял, что электроны располагаются в пространственно центрированную решетку, и получил следующее разложение для К. э. [1]

$$E_{\text{корр}} = \frac{U_1}{r_s} + \frac{U_2}{r_s^{3/2}} + \frac{U_3}{r_s^2} + \ldots \qquad (r_s \gtrsim 20),$$

где $U_1 = -0{,}088$, $1{,}73 \leq U_2 \leq 3$. Интерполируя между этими предельными случаями, Вигнер принял для К. э. при промежуточных значениях плотности выражение

$$E_{\text{корр}} = -0{,}58\,R_y/(5{,}1 + r_s).$$

Суммированием главных, дающих наибольшую степень расходимости членов теории возмущений (или эквивалентных процедур), различные авторы получили для К. э. электронного газа большой плотности ($r_s \ll 1$) разложение

$$E_{\text{корр}} = \frac{2}{\pi^2}(1 - \ln 2)\ln r_s + C + Dr_s \ln r_s + Er_s + \ldots$$

(в ридбергах).

Первый логарифмич. член был получен Маке [2] суммированием геометрич. прогрессии из членов пропорциональных $v(k) = 4\pi e^2/k^2$ в ряду теории возмущений; этот же член был получен Бомом и Пайнсом [3] методом коллективных переменных. Постоянный член $C = -0{,}096$ был вычислен Гелманом и Бракнером [4] методом суммирования фейнмановских диаграмм, ими же оценена величина третьего и четвертого члена. К. э. была вычислена также Савадой [5] методом модельного гамильтониана, а Нозьером и Пайнсом [6] методом коллективных переменных.

Для реальных металлов плотности электронного газа соответствуют значения r_s в интервале $1{,}8 \leq r_s \leq 5{,}6$, т. е. промежуточным плотностям. Для этого случая нет вполне надежных результатов. Для ориентировки в таблице 1 мы приводим результаты Бома и Пайнса, полученные методом коллективных переменных в приближении «хаотических фаз», и результаты Хаббарда [7], полученные методом суммирования диаграмм.

Таблица 1. — Значение корреляционной энергии в зависимости от плотности электронного газа (в расчете на один электрон в ридбергах) [6].

Корреляционная энергия	r_s			
	2,0	3,0	4,0	5,0
$E_{\text{корр}}$ по Бому и Пайнсу . . .	−0,093	−0,081	−0,072	−0,066
$E_{\text{корр}}$ по Хаббарду	−0,099	−0,086	−0,074	−0,067

Для оценки К. э. щелочных металлов можно применить модель свободного электронного газа, без учета кристаллич. решетки, значения К. э. для них по Бому и Пайнсу и Вигнеру приведены в табл. 2.

Таблица 2. — Корреляционная энергия для щелочных металлов (на один электрон в ридбергах) [3].

Металлы	Li	Na	K	Rb	Cs
r_s	3,22	3,96	4,87	5,18	5,57
$E_{\text{корр}}$ по Бому и Пайнсу	−0,079	−0,073	−0,068	−0,067	−0,066
$E_{\text{корр}}$ по Вигнеру . . .	−0,069	−0,064	−0,058	−0,056	−0,054

Пренебрежение К. э. приводит к неверной оценке корреляции электронов с параллельными спинами (поскольку при этом совершенно не учитывается корреляция электронов с антипараллельными спинами). Без учета К. э. при очень малых плотностях электронов оказывается возможным ферромагнетизм электронного газа, учет К. э. делает его невозможным [3]. Учет далекой корреляции электронов существен для правильной оценки теплоемкости щелочных металлов при низких темп-рах.

Приведенные результаты относятся к свободному однородному электронному газу без учета кристаллической решетки, что, вообще говоря, может быть существенно. Расчет К. э. для неоднородного электронного газа весьма сложен [8].

Лит.: 1) Wigner E., «Trans. Faraday Soc.», 1938, v. 34, pt 5, p. 678; «Phys. Rev.», 1934, v. 46, № 11, p. 1002; 2) Macke W., «Z. Naturforsch.», 1950, Bd 5a, № 1, 4, S. 192; 3) Bohm D., Pines D., «Phys. Rev.», 1953, v. 92, № 3, p. 609; Pines D., там же, p. 626; его же, в кн.: Solid state physics, v. 1, N. Y., 1955; The proceedings of Tenth Solvay Congress, Bruxelles, 1954; 4) Gell-Mann M., Brueckner K. A., «Phys. Rev.», 1957, v. 106, № 2, p. 364; 5) Sawada K., там же, p. 372; 6) Nozières Ph., Pines D., там же, 1958, v. 109, № 3, p. 741; 7) Hubbard J., «Proc. Roy. Soc. A.», 1958, v. 243, № 1234, p. 336; 8) его же, там же, 1958, v. 244, № 1237, p. 199; 9) Зейтц Ф., Современная теория твердого тела, пер. с англ., М.—Л., 1949. *Д. Н. Зубарев.*

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ МЕТОДЫ В АКУСТИКЕ. К. м. в а находят все большее применение в связи с общим стремлением использовать в теории колебаний и в теории связи статистич. подход для описания не только «шумов», но и сигналов. В соответствующих теоретических и экспериментальных исследованиях чаще всего применяют ф-цию корреляции (см. *Корреляционная функция*), к-рая количественно характеризует вероятностную связь между случайными ф-циями времени или пространства. При описании явлений, связанных со звуковыми сигналами $f_1(t)$ и $f_2(t)$, к-рые большей частью имеют случайный характер, используется временна́я ф-ция корреляции $\psi(\tau) = \overline{f_1(t)f_2(t)}$, к-рая при $f_2(t)=f_1(t+\tau)$ принимает вид $\psi(\tau) = \overline{f_1(t)f_1(t+\tau)}$ и наз. автокорреляционной ф-цией. Черта сверху означает операцию статистич. усреднения, или же, — что практически равносильно вследствие выполнения т. н. условий эргодичности, — операцию временно́го усреднения $\lim\limits_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int\limits_{-T}^{T}(\ )dt$.

При описании случайных звуковых полей вводят понятие пространственной временно́й ф-ции корреляции. Напр., для звукового давления в точках поля x_1 и x_2 имеем

$$\psi(x_1, x_2, \tau) = \overline{f(x_1, t)f(x_2, t+\tau)}.$$

Если в неограниченной среде с изотропными свойствами распространяется сигнал, имеющий случайный характер (напр., от источника шума), то пространственновременная ф-ция корреляции давления, к-рую можно выразить через спектр сигнала [2], полностью определяет величины, характеризующие звуковое поле (средний поток энергии в данном направлении, средняя плотность кинетич. энергии и др.). Напр., связь средней потенциальной энергии с автокорреляционной ф-цией дается равенством

$$\frac{\overline{p^2}}{2\rho c^2} = \frac{\psi(x_1, x_2, 0)}{2\rho c^2}.$$

В среде с отражающими границами шумовое поле (по крайней мере, вблизи границ) неоднородно из-за явлений интерференции между падающими и отраженными волнами [1, 3].

Применение ф-ции корреляции для описания интерференции можно иллюстрировать простым примером. Найдем средний квадрат звукового давления стационарного шума с непрерывной полосой частот от ω_1 до ω_2 у абсолютно отражающей бесконечной плоской границы при нормальном падении плоской волны. На падающую волну $p(t)$ в точке поля x налагается отраженная волна $p(t+\tau)$, где $\tau = 2x/c$ — временна́я разность хода между прямой и отраженной волнами, x — расстояние точки от границы, c — скорость звука в среде. Тогда средний квадрат звукового давления будет равен

$$\overline{p^2} = \overline{[p(t)+p(t+\tau)]^2} = \overline{2p^2(t)} + \overline{2p(t)\,p(t+\tau)} = 2\overline{p^2(t)}[1+R(\tau)]. \quad (*)$$

Здесь $\overline{p^2(t)}$ и $\overline{p^2(t+\tau)}$ — равные между собой средние квадраты давления падающей и отраженной волн, не зависящие от τ; $\overline{p(t)\,p(t+\tau)}$ — ф-ция корреляции и $R(\tau)$ — коэфф. автокорреляции, зависящие от τ и определяемые спектром шума [2]. (См. также *Корреляция флуктуаций*).

На рис. 1 показано распределение $\overline{p^2(t)}$ возле отражающей границы для шума с автокорреляцией $\psi(\tau)$. Для $\overline{p^2(t)}$ по оси абсцисс отложены значения $2kx$, где $k = (k_1 + k_2)/2$, k_1 и k_2 — волновые числа на краях диапазона частот. Для $R(\tau)$ на том же рисунке по оси абсцисс отложено $\omega_0(\tau)$, где $\tau = 2x/c$, $\omega_0 = kc$. В области малых $2kx$ в результате сильной корреляции происходит когерентное сложение падающей и отраженной волн, при больших $2kx$, когда корреляция мала, интерференция практически отсутствует и имеет место некогерентное сложение.

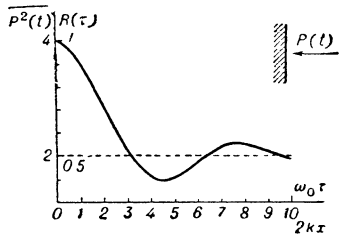


Рис. 1. Средний квадрат давления $\overline{p^2(t)}$ в функции, расстояния x от отражающей стенки и коэффициент корреляции $R(\tau)$ в зависимости от параметра, пропорционального задержке времени $\omega_0\tau$.

Равенство (*) описывает также направленность приемной системы, состоящей из двух ненаправленных приемников. В этом случае параметр τ имеет значение

$$\tau = d\cos\alpha/c,$$

где d — расстояние между приемниками, α — угол между направлением распространения волны и линией, соединяющей приемники [4]. Корреляционным методом определения направленности и соответственно пеленгования звукового источника выгодно пользоваться тогда, когда сигналы обладают широкими спектрами, напр. в шумопеленговании.

К. м. в а. пользуются и при исследовании распространения звука в неоднородных средах, а также для изучения параметров неоднородной среды [5, 6, 7]. Напр., принимается, что основные физич. свойства температурных неоднородностей в морской воде характеризуются автокорреляционной ф-цией температурных флуктуаций. В этом предположении найден средний размер температурной неоднородности в морской воде $a = 60$ *см*, условно определенный как расстояние, на к-ром эмпирич. корреляционная ф-ция $R(\rho) = e^{-\rho/a}$ уменьшается в e раз.

Корреляционные методы применяются и в нек-рых акустич. измерениях, причем особенно успешно,

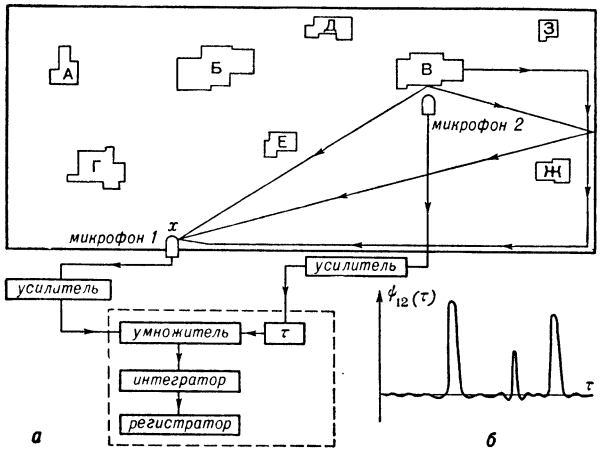


Рис. 2. *а* — блок-схема измерительной установки для определения доли шума, вносимого источником B в суммарный уровень в точке x; *б* — вид функции взаимной корреляции $\psi_{12}(\tau)$.

когда имеют дело с шумовыми полями. Пусть, напр., сложный механизм создает при работе несколько шумовых источников, звучащих одновременно, или же одновременно работает несколько отдельных механизмов, и требуется выяснить вклад каждого из источников в общий уровень шума в нек-рой точке поля (локализация источников шума [8]). На рис. 2 показана схема измерений. Микрофон *1* расположен в точке x, а микрофон *2* — на малом расстоянии от одного из

источников шума A, $Б$, $В$, $Г$, напр. $В$, так, чтобы шум источника $В$ был для микрофона *2* преобладающим. Напряжения на микрофонах *1* и *2* подаются через усилители на измеритель корреляции, содержащий элемент временной задержки τ, умножитель, интегратор и регистратор, записывающий ф-цию взаимной корреляции $\psi_{12}(\tau)$. Ожидаемый вид этой ф-ции показан на рис. 2. Определение относительного уровня отдельных составляющих шума, пришедших в точку x по разным путям, требует нормирования ф-ции корреляции. При корреляционных измерениях подобного типа шум в точке x можно разделить на компоненты по интенсивностям, а также по временам распространения. Если дополнительно пользоваться фильтрами, то можно получить также разделение по частотным полосам. Описанным методом можно измерять звукоизоляцию, обеспечиваемую панелями. При этом сигнал, проходящий через панель, отделяется от сигнала, огибающего панель, на основе различия времени прохождения. К. м. в а. применяются также для исследования речи и музыкальных сигналов, для изучения акустики помещений, для различных устройств, требующих повышенной помехоустойчивости, и т. п.

Приборы для измерения корреляции, наз. корреляторами или коррелятографами [9, 10], их можно разделить на два типа: 1) аналоговые, выполняющие операции задержки, умножения и интегрирования непосредственно над входными сигналами; 2) выполняющие те же операции с помощью различного рода преобразований сигналов: их модуляций, импульсно-кодовыми преобразованиями, ограничением и т. д.

Лит.: 1) Э к а р т К., Теория шумов в непрерывных средах, «Пробл. соврем. физ. Сб. перев. и обз. ин. период. лит.», 1954, вып. 5, с. 114; 2) Б у н и м о в и ч В. И., Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах, М., 1951; 3) У о т е р х а у з Р., Интерференция в реверберационном звуковом поле, «Пробл. соврем. физ. Сб. перев. и обз. ин. период. лит.», 1956, № 8, с. 204; 4) Функция корреляции при анализе направления распространения волн, там же, 1952, вып. 1, с. 161; 5) L i e b e r m a n n L., «J. Acoust. Soc. America», 1951, v. 23, № 5; 6) Ч е р н о в Л. А., Распространение волн в среде со случайными неоднородностями, М., 1958; 7) Т а т а р с к и й В. И., Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере, М., 1959; 8) Г о ф ф К., Применение корреляционной методики к некоторым акустическим измерениям, «Пробл. соврем. физ. Сб. перев. и обз. ин. период. лит.», 1956, № 8, с. 187; 9) е г о ж е, там же, с. 169; 10) Г е р ш м а н С. Г., Ф е й н б е р г Е. Л., Об измерении коэффициента корреляции, «Акуст. ж.», 1955, т. 1, вып. 4, с. 326; 11) F a k l e y D. C., Comparison between the performances of a time-averaged product array and intra-class correlator, «J. Acoust. Soc. America», 1959, v. 31, № 10, p. 1307.

С. Г. Гершман.

КОРРЕЛЯЦИЯ — статистическая или вероятностная зависимость событий или величин, не имеющая, вообще говоря, строго функционального характера. В отличие от функциональной, корреляционная зависимость двух величин возникает тогда, когда одна из них зависит не только от второй величины, но также и от ряда других меняющихся условий. Примеры К.: связь между вакуумом в печи для отжига стекла и качеством стеклянных изделий, зависимость интенсивности полярных сияний от солнечной активности.

Корреляция между двумя событиями. В теории вероятностей в качестве характеристик К. между двумя событиями A и B используют коэффициент регрессии r_B события b относительно A, а также коэффициент регрессии r_A события A относительно события B:

$$r_B = \mathbf{P}\{B|A\} - \mathbf{P}\{B|\bar{A}\} \quad \text{и} \quad r_A = \mathbf{P}\{A|B\} - \mathbf{P}\{A|\bar{B}\},$$

где $\bar{A}$ — событие, противоположное A, $\mathbf{P}\{B|A\}$ — вероятность события B при условии, что событие A произошло, и т. п. Если события A и B совпадают, то $r_A = r_B = +1$ (случай прямой строгой зависимости); если же A совпадает с $\bar{B}$, то $r_A = r_B = -1$ (случай противоположной строгой зависимости). В остальных случаях значения коэффициентов регрессии заключены между -1 и $+1$. В качестве меры К. двух событий можно использовать также коэффициент корреляции

$$R = \frac{\mathbf{P}\{AB\} - \mathbf{P}\{A\}\mathbf{P}\{B\}}{\sqrt{\mathbf{P}\{A\}\mathbf{P}\{\bar{A}\}\mathbf{P}\{B\}\mathbf{P}\{\bar{B}\}}} = \pm\sqrt{r_A r_B}.$$

Знак R совпадает со знаками r_A и r_B (эти коэффициенты всегда имеют одинаковые знаки). Коэффициент К. обращается в нуль тогда и только тогда, когда события A и B независимы, и равняется ± 1 в случае строгой зависимости и только в этом случае.

Корреляция между двумя случайными величинами. Если между величинами ξ и η нет строгой (функциональной) связи, то можно определить для каждого возможного значения $\xi = x$ первой величины соответствующее условное математическое ожидание $\mathbf{M}\{\eta|\xi = x\} = f(x)$. Ур-ние $y = f(x)$ называют уравнением регрессии величины η относительно ξ, а график этой функции — линией регрессии η относительно ξ. Аналогично определяются ур-ние $x = g(y)$ и линия регрессии ξ относительно η. Если ξ и η независимы, то $\mathbf{M}\{\eta|\xi = x\} = \mathbf{M}\{\eta\} = \text{const}$, и, следовательно, в этом случае уравнение регрессии имеет вид $y = \text{const}$. Обратное заключение не всегда справедливо. О том, в какой мере зависимость между ξ и η близка к строгой, судят по условной дисперсии η при $\xi = x$:

$$\mathbf{D}\{\eta|\xi = x\} = \mathbf{M}\{[\eta - f(x)]^2|\xi = x\},$$

или по ее средней величине, называемой дисперсией η относительно линии регрессии:

$$\sigma^2_{\eta|\xi} = \mathbf{M}\{\mathbf{D}(\eta|\xi)\} = \mathbf{M}\{[\eta - f(\xi)]^2\}.$$

В качестве безразмерных характеристик корреляционной связи обычно рассматривают корреляционные отношения

$$\theta^2_{\eta|\xi} = 1 - \frac{\sigma^2_{\eta|\xi}}{\sigma^2_\eta} \quad \text{и} \quad \theta^2_{\xi|\eta} = 1 - \frac{\sigma^2_{\xi|\eta}}{\sigma^2_\xi},$$

где σ^2_ξ и σ^2_η — дисперсии величин ξ и η. Корреляционное отношение $\theta^2_{\eta|\xi}$ равняется нулю тогда и только тогда, когда уравнение регрессии η относительно ξ имеет вид $y = \text{const}$, т. е. когда математич. ожидание η не зависит от ξ. В случае строгой зависимости η от ξ корреляционное отношение $\theta^2_{\eta|\xi}$ равно $+1$, а в остальных случаях принимает промежуточные значения между 0 и $+1$. Аналогичным образом ведет себя и $\theta^2_{\xi|\eta}$. Величину

$$R = R_{\xi,\eta} = \frac{\mathbf{M}\{[\xi - \mathbf{M}(\xi)][\eta - \mathbf{M}(\eta)]\}}{\sigma_\xi \sigma_\eta}$$

наз. коэффициентом корреляции случайных величин ξ и η, а отношения $r_\eta = R\sigma_\eta/\sigma_\xi$ и $r_\xi = R\sigma_\xi/\sigma_\eta$ — коэффициентами регрессии η относительно ξ и ξ относительно η. Знаки r_ξ и r_η всегда одинаковы и совпадают со знаком R. Эти коэффициенты часто используются для описания К.

Регрессия наз. линейной, если линейны оба уравнения $y = f(x)$ и $x = g(y)$ одновременно, при этом $\theta^2_{\eta|\xi} = \theta^2_{\xi|\eta} = R^2_{\xi,\eta}$.

В силу ряда оснований совместное распределение случайных величин ξ и η в очень многих случаях с известным приближением является нормальным, т. е. вероятность того, что точка с координатами ξ и η попадет в какую-либо область G плоскости xOy,

приближенно равна интегралу

$$\frac{1}{2\pi\sigma_\xi\sigma_\eta\sqrt{1-R^2}}\iint\limits_G e^{-Q(x,y)/2(1-R^2)}\,dx\,dy,$$

где

$$Q(x,y)=\frac{[x-\mathbf{M}(\xi)]^2}{\sigma_\xi^2}-2R\frac{[x-\mathbf{M}(\xi)][y-\mathbf{M}(\eta)]}{\sigma_\xi\sigma_\eta}+\frac{[y-\mathbf{M}(\eta)]^2}{\sigma_\eta^2}.$$

Как нетрудно показать, в таких случаях регрессия либо линейная, либо близка к линейной.

Следует отметить, что коэффициент К. будет доброкачественной характеристикой К. лишь тогда, когда регрессия линейна. Употребление R в качестве меры корреляционной связи, сильно отличающейся от линейной, приводит иногда к ошибочным выводам, так как коэффициент К. в этом случае может равняться нулю даже тогда, когда η строго зависит от ξ.

Экспериментальное исследование характеристик корреляции. Указанные наиболее употребительные показатели корреляционной связи событий и величин по существу представляют собой некоторые характеристики закона распределения вероятностей, поэтому основой экспериментального исследования К. служит теория статистич. оценок для параметров распределения. При этом обычно в качестве оценок для неизвестных параметров принимают соответствующие выборочные характеристики (см. *Выборочный метод*). Так, напр., в случае К. между двумя событиями оценка коэффициента К. имеет вид:

$$\rho=\frac{N\nu(AB)-\nu(A)\nu(B)}{\sqrt{\nu(A)\nu(\bar A)\nu(B)\nu(\bar B)}},$$

где N — общее число независимых испытаний, $\nu(A)$ — количество испытаний, в к-рых имел место исход A, $\nu(\bar A)$ — количество испытаний, в к-рых не имел места исход A, $\nu(AB)$ — количество испытаний, в к-рых оба исхода A и B осуществились одновременно, и т. д. Оценку ρ называют выборочным коэффициентом К. Если $R=0$ (т. е., если A и B независимы), то при $N\geqslant 30$ вероятность события $(N-1)\,|\rho|<x$ приближенно равна $2\Phi(x)$, где

$$\Phi(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_0^x e^{-t^2/2}\,dt.$$

Этим обстоятельством пользуются для проверки независимости событий A и B: если в результате эксперимента окажется, что $(N-1)\,|\rho|\geqslant x$, то гипотеза независимости отвергается (в противном случае эта гипотеза не отвергается). При этом вероятность ошибочно отвергнуть гипотезу независимости, когда она верна, приближенно равна $1-2\Phi(x)$ [напр., если $x=1{,}96$, то $1-2\Phi(x)=0{,}05$, если же $x=3$, то $1-2\Phi(x)=0{,}0027$]. Подробнее см. *Статистическая проверка гипотез*.

Если изучается К. двух случайных величин ξ и η, то выборочный коэффициент К. определяется формулой

$$\rho=\frac{1}{ns_\xi s_\eta}\sum_{i=1}^{n}(\xi_i-\bar\xi)(\eta_i-\bar\eta),$$

где n — общее количество наблюдений (объем выборки), (ξ_1,η_1), (ξ_2,η_2),..., (ξ_n,η_n) — взаимно независимые пары наблюдений, $\bar\xi=\Sigma\xi_i/n$ и $\bar\eta=\Sigma\eta_i/n$ — выборочные средние значения, $s_\xi^2=\Sigma(\xi_i-\bar\xi)^2/(n-1)$ и $s_\eta^2=\Sigma(\eta_i-\bar\eta)^2/(n-1)$ — выборочные дисперсии. С увеличением n коэффициент ρ стремится к истинному (теоретическому) коэффициенту К. R в том смысле, что для всякого $t>0$ вероятность события $|\rho-R|<t$ при достаточно большом n становится практически равной единице.

Если ξ_i и η_i распределены нормально (случай нормальной К.), то выборочный коэффициент К. ρ при больших n распределен приближенно нормально. Однако, если R^2 мало отличается от единицы, то такое приближение практически надежно лишь при очень больших количествах наблюдений. Поэтому для оценки R удобно преобразование, предложенное Р. Фишером,

$$Z=\frac{1}{2}\ln\frac{1+\rho}{1-\rho},\ \text{т. е.}\quad \rho=\operatorname{th}Z=\frac{e^{2Z}-1}{e^{2Z}+1},$$

причем $\mathbf{M}\{Z\}\approx\frac{1}{2}\ln[(1+R)/(1-R)]$ и $\mathbf{D}\{Z\}=1/(n-3)$. Если $n\geqslant 10$, то распределение Z практически совпадает с нормальным распределением, следовательно, с вероятностью, приближенно равной $2\Phi(x)$, неизвестный теоретич. коэффициент К. R будет накрыт интервалом

$$\operatorname{th}\left(Z-\frac{x}{\sqrt{n-3}}\right)<R<\operatorname{th}\left(Z+\frac{x}{\sqrt{n-3}}\right).$$

При обработке результатов наблюдений часто требуется проверить некоррелированность каких-либо физич. величин, т. е. ответить на вопрос, согласуются ли результаты наблюдений (ξ_i,η_i) с гипотезой $R=0$ или нет? Соответствующий критерий основан на том, что в случае нормальной К. отношение

$$\tau=\rho\sqrt{\frac{n-2}{1-\rho^2}}$$

при $R=0$ подчиняется распределению Стьюдента (см. *Распределения*) с $f=n-2$ степенями свободы; если $|\tau|>t_\alpha$, то гипотеза $R=0$ отвергается. Критическое значение t_α выбирается так, чтобы вероятность ошибочно отвергнуть гипотезу $R=0$, когда она верна, равнялась заданной величине α.

При вычислении выборочных характеристик полезно разумное округление (группировка) результатов измерений, к-рое практически не влияет на точность окончательных выводов (для оценки корреляционных отношений группировка не только полезна, но и необходима).

Статистический анализ связи нескольких переменных. Статистич. анализ связи нескольких переменных посвящен описанию и оценке функциональной и вероятностной зависимости результатов наблюдений. Подход к задаче статистич. описания и методы ее решения определяются физич. характером наблюдений и целью анализа. Наиболее распространенные типы статистич. анализа связи: регрессионный анализ, корреляционный анализ и конфлюэнтный анализ.

Регрессионный анализ посвящен статистич. исследованию ур-ния регрессии, т. е. изучению функциональной зависимости среднего значения какой-либо величины η от других величин x, y,... При этом предполагается, что вид функциональной зависимости

$$\mathbf{M}\{\eta\}=f(x,y,\ldots;a,b,\ldots)$$

известен и требуется найти оценки для неизвестных параметров a, b, ..., а также для дисперсии $\mathbf{D}\{\eta\}$. Характерно, что регрессионный анализ производится одним и тем же способом независимо от того, будут ли x, y, ... случайными или неслучайными величинами, поэтому такой анализ в первую очередь предназначен для исследования зависимости $\mathbf{M}\{\eta\}$ от неслучайных величин, значения к-рых $(x_1,y_1,\ldots)$, $(x_2,y_2,\ldots)$, ... задаются заранее при планировании экспериментов. Хорошо изучен случай, когда $\mathbf{M}\{\eta\}$ — многочлен от x, y, ... с неизвестными коэффициентами a, b, ... (напр., $\mathbf{M}\{\eta\}=a+bx+cy$), а результаты наблюдений $\eta_1,\ldots,\eta_n$, соответствующие различным $(x_1,y_1,\ldots)$, ..., $(x_n,y_n,\ldots)$, равноточны и подвержены случайным

ошибкам, распределенным нормально. В этих условиях наиболее точные оценки для неизвестных коэффициентов и для $\mathbf{M}\{\eta\}$ получаются способом наименьших квадратов (см. *Наименьших квадратов метод*). Типичный пример регрессионного анализа — построение градуировочных графиков методом эталонов при эмиссионном спектральном анализе. Пусть x — логарифм концентрации кремния в стали, η — разность почернения аналитич. линий, деленная на фактор контрастности фотоэмульсии. Предполагается, что при всех x величина η распределена нормально с постоянной дисперсией и средним значением $\mathbf{M}\{\eta\}$, зависящим от x линейно. Для оценки $\mathbf{M}\{\eta\}$ выбирают несколько заранее заданных значений x_i (эталонов) и наблюдают соответствующие значения η_i. Например:

x_i	−0,639	−1.018	−0,924	−0,468
η_i	0,235	−0,063	−0,017	0,363

По предположению $\mathbf{M}\{\eta\} = a + b(x - \bar{x})$, где a и b неизвестны и $\bar{x}$ — арифметич. среднее эталонных значений ($\bar{x} = -0{,}762$). Согласно способу наименьших квадратов, в качестве оценок для a и b выбирают такие числа α и β, для к-рых сумма квадратов $\sum_i [\eta_i - \alpha - \beta(x_i - \bar{x})]^2$ будет минимальной. Отсюда следует, что α — арифметическое среднее результатов наблюдений η_i и $\beta = \sum_i \eta_i (x_i - \bar{x}) / \sum_i (x_i - \bar{x})^2$.

В нашем случае $\alpha = 0{,}13$ и $\beta = 0{,}80$, поэтому $\eta \approx 0{,}13 + 0{,}8(x + 0{,}762)$, т. е. $x \approx 1{,}25\eta - 0{,}924$. Прямая с уравнением $\eta = \alpha + \beta(x - \bar{x})$ представляет собой градуировочный график, позволяющий для любого наблюдаемого в дальнейшем значения η определять соответствующий ему логарифм концентрации, а значит, и саму концентрацию.

К о р р е л я ц и о н н ы й а н а л и з применяется для изучения вероятностной зависимости нескольких случайных величин ξ, η, ζ, ..., исчерпывающее описание к-рой дает закон совместного распределения этих величин. Если этот закон содержит неизвестные параметры, то, как было уже указано, статистич. описание зависимости достигается с помощью оценок, построенных по экспериментальным данным. Такое описание часто дополняется регрессионным анализом, в к-ром математич. ожидание какой-нибудь из компонент принимается за функцию, а остальные компоненты — за аргументы. При этом в качестве основного выбирают то ур-ние регрессии, к-рое наиболее соответствует реальному содержанию задачи. Напр., если причиной изменения ξ служит изменение остальных величин η, ζ, ..., то среднее значение $\mathbf{M}\{\xi\}$ разумно считать функцией. Причинное истолкование ур-ния регрессии и результатов корреляционного анализа должно строиться с учетом конкретного характера изучаемого физич. явления; в тех случаях, когда на изменение ξ, помимо η, ζ, ..., оказывают влияние и другие существенные, но неучтенные факторы, причинное объяснение может оказаться ошибочным.

К о н ф л ю э н т н ы й а н а л и з применяется в тех случаях, когда результаты наблюдений ξ, η,... подвержены случайным ошибкам и между математич. ожиданиями $\mathbf{M}\{\xi\}$, $\mathbf{M}\{\eta\}$, ...существует функциональная зависимость. В простейшем случае линейной связи

$$\eta_i = a + bx_i + \varepsilon_i \quad \text{и} \quad \xi_i = x_i + \delta_i,$$

где a, b, x_i — неизвестные параметры и ε_i, δ_i — ошибки измерений (если дисперсии $\mathbf{D}\{\xi_i\}$ равны нулю, то приближенные значения параметров a и b можно найти методом регрессионного анализа). Обычно для отыскания оценок параметров a и b применяется метод наибольшего правдоподобия (см. *Оценки статистические*). Если случайные ошибки ε_i и δ_i независимы и одинаково нормально распределены, то в качестве оценок α и β для параметров a и b можно также выбрать такие числа, для к-рых сумма квадратов

$$S(\alpha, \beta) = \frac{1}{1+\beta^2} \sum_{i=1}^{n} (\eta_i - \alpha - \beta\xi_i)^2$$

будет наименьшей. Это условие означает, что сумма квадратов расстояний от наблюдаемых точек (ξ_i, η_i) до прямой с ур-нием $y = \alpha + \beta x$ должна быть минимальной. Соответствующая система нормальных ур-ний, к-рым удовлетворяют α и β, имеет вид:

$$\alpha + \bar{\xi}\beta = \eta,$$
$$\bar{\xi}\alpha + \overline{\xi^2}\beta = \overline{\xi\eta} + \frac{1}{n} S(\alpha, \beta)\beta.$$

Если в правой части второго ур-ния пренебречь вторым слагаемым, то получится та же система ур-ний, что и в регрессионном анализе.

Лит.: 1) С л у ц к и й Е. Е., Теория корреляции и элементы учения о кривых распределения, Киев, 1912; 2) Д у н и н - Б а р к о в с к и й И. В. и С м и р н о в Н. В., Теория вероятностей и математическая статистика в технике (общая часть), М., 1955; 3) Х а л ь д А., Математическая статистика с техническими приложениями, пер. с англ., М., 1956; 4) Н а л и м о в В. В., Применение математической статистики при анализе вещества, М., 1960. *Л. Н. Большев.*

КОРРЕЛЯЦИЯ ФЛУКТУАЦИЙ — определенный вид статистич. связи между флуктуирующими по времени и, вообще говоря, по пространству физич. величинами $x_1(t, \boldsymbol{r})$, $x_2(t, \boldsymbol{r})$, ..., $x_k(t, \boldsymbol{r})$, ..., характеризующими состояние к.-л. макроскопич. системы. Рассмотрение К. ф. необходимо при изучении многих физич. явлений, а также в технике радио- и акустич. связи (в частности, радио- и акустич. локации). Типичным примером явления, изучение к-рого требует корреляционного анализа флуктуаций физич. величин, может служить рассеяние электромагнитных волн в среде. К. ф. физич. величин по времени определяет (согласно ф-ле Хинчина—Винера, см. ниже) их спектральную интенсивность. Поэтому, напр., нахождение спектральной интенсивности флуктуационного (шумового) излучения к.-л. нагретого тела (элементов радиоволноводов, объема электронной плазмы и т. д.) требует определения К. ф. по времени в данной точке пространства напряженностей электромагнитного поля излучения. В технике радиоприема, имеющего дело с флуктуациями по времени как самого принимаемого сигнала, так и тех помех, на фоне к-рых этот сигнал принимается, корреляционный анализ играет первостепенную роль, в особенности если сигнал мал по сравнению с помехами.

Математически этот вид статистич. связи выражается при помощи матрицы центральных моментов второго порядка, т. н. матрицы корреляции [1]:

$$B_{x_i x_k}(t_1, t_2; \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) =$$
$$= \overline{\left[x_i(t_1, \boldsymbol{r}_1) - \bar{x}_i(t_1, \boldsymbol{r}_1)\right]\left[x_k(t_2, \boldsymbol{r}_2) - \bar{x}_k(t_2, \boldsymbol{r}_2)\right]} =$$
$$= \overline{x_i(t_1, \boldsymbol{r}_1)\, x_k(t_2, \boldsymbol{r}_2)} - \bar{x}_i(t_1, \boldsymbol{r}_1)\, \bar{x}_k(t_2, \boldsymbol{r}_2). \qquad (1)$$

Черта сверху означает усреднение по всей совокупности реализаций случайных ф-ций $x_i(t, \boldsymbol{r})$ и $x_k(t, \boldsymbol{r})$; в приложениях такое усреднение часто заменяется временным и пространственным усреднением. Ком-

понента $B_{x_i} = B_{x_i x_i}(t_1, t_2; \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ наз. ф-цией автокорреляции (или просто корреляции) флуктуаций величины $x_i(t, \boldsymbol{r})$, а $B_{x_i x_k}(t_1, t_2; \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ при $i \neq k$ — ф-цией взаимной К. ф. величин $x_i(t, \boldsymbol{r})$ и $x_k(t, \boldsymbol{r})$. Очевидно, что $B_{x_i x_k}(t_1, t_2; \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = B_{x_k x_i}(t_2, t_1; \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}_1)$. Флуктуации физич. величин x_i и x_k в точках соответственно $(t_1, \boldsymbol{r}_1)$ и $(t_2, \boldsymbol{r}_2)$ наз. некоррелированными в этих точках, если $B_{x_i x_k}(t_1, t_2; \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = 0$; флуктуации указанных величин наз. некоррелированными вообще, если $B_{x_i x_k} \equiv 0$ при любых значениях своих аргументов.

В том случае, когда величины x_k описывают флуктуирующие векторные или тензорные поля [напр., напряженности электрич. $\boldsymbol{E}(t, \boldsymbol{r})$ и магнитного $\boldsymbol{H}(t, \boldsymbol{r})$ полей], матрица корреляции $B_{x_i x_k}$ представляет собой тензор, компоненты к-рого — ф-ции авто- и взаимной корреляции компонент исходных векторных или тензорных полей.

Очень важны понятия стационарности флуктуаций по времени и их однородности и изотропности в пространстве. У стационарных флуктуаций, к-рые протекают в системах, находящихся в неизменных по времени внешних условиях (в частности, в термодинамически равновесных системах), средние значения $\overline{x_k}$ не зависят от времени, а матрица корреляции $B_{x_i x_k}$ зависит лишь от разности времен $\tau = t_1 - t_2$: $B_{x_i x_k} = B_{x_i x_k}(\tau; \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$. Флуктуации величин x_k, имеющие место в системах, к-рые пространственно однородны по отношению к этим величинам (напр., флуктуации напряженностей электромагнитного поля в однородной, хотя, возможно, и анизотропной, среде), характеризуются тем, что матрица $B_{x_i x_k}$ зависит лишь от разности $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2 : B_{x_i x_k} = B_{x_i x_k}(t_1, t_2; \boldsymbol{\rho})$. Если $B_{x_i x_k}$ зависят к тому же лишь от модуля ρ, то флуктуации называются однородными и изотропными в пространстве.

В приложениях часто приходится рассматривать К. ф. либо только по времени (напр., флуктуации напряжений и токов в квазистационарной электрич. цепи, флуктуации скорости турбулентного потока в данной точке пространства и т. п.), либо только в пространстве (напр., флуктуации напряженностей электрич. и магнитного полей или поля скоростей в турбулентном потоке в заданный момент времени и т. п.). Соответственно этим двум случаям говорят о временно́й и пространственной К. ф.

Временна́я корреляция математически описывается матрицей $B_{x_i x_k}(t_1, t_2)$, характеризующей, согласно (1), статистич. связь между значениями случайных процессов $x_i(t)$ и $x_k(t)$ соответственно в моменты времени t_1 и t_2. В практически важном случае стационарных флуктуаций матрица $B_{x_i x_k}$ зависит лишь от разности времен $t_1 - t_2$, причем, очевидно, $B_{x_i x_k}(t_1 - t_2) = B_{x_k x_i}(t_2 - t_1)$. Отсюда, в частности, следует, что ф-ция автокорреляции $B_{x_i}(\tau)$ стационарных флуктуаций величины x_i является четной ф-цией τ; кроме того, ф-ция $B_{x_i}(\tau)$ удовлетворяет условиям: $B_{x_i}(0) > 0$ и $|B_{x_i}(\tau)| \leqslant B_{x_i}(0)$.

Большую роль играет спектральная теория стационарных флуктуаций, устанавливающая непосредственную связь между корреляционными и спектральными свойствами флуктуаций. Основу этой теории составляет ф-ла Хинчина — Винера [1]:

$$B_{x_i x_k}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{x_i x_k}(\omega) e^{i\omega\tau} \, d\omega, \qquad (2)$$

где спектральная матрица $G_{x_i x_k}(\omega)$ обладает следующими свойствами симметрии: 1) $G_{x_i x_k}(\omega) = G^*_{x_k x_i}(\omega)$ (эрмитовость), 2) $G_{x_i x_k}(-\omega) = G_{x_k x_i}(\omega)$. Элемент $G_{x_i x_k}(\omega)$ определяет спектральную интенсивность флуктуаций величин $x_i(t)$ и $x_k(t)$; в частности, диагональный элемент $G_{x_i}(\omega)$ является четной вещественной ф-цией ω и определяет спектральную плотность среднего квадрата флуктуаций $\overline{\dot{x}_i^2}(t) = B_{x_i}(0)$ (для стационарных флуктуаций значение $\overline{x_i}$ постоянно и поэтому без уменьшения общности может считаться равным нулю).

Величины $B_x(\tau)$ и $G_x(\omega)$, будучи Фурье-сопряженными, приводят для τ и ω к известному соотношению неопределенностей: $\Delta\tau\Delta\omega \sim 1$, где $\Delta\tau$ — т. н. интервал К. ф. величины $x(t)$, т. е. интервал времени, по истечении которого К. ф. практически исчезает [$|B_x(\Delta\tau)| / B_x(0) \ll 1$], а $\Delta\omega$ — ширина спектра этих флуктуаций. Интервал К. ф. $\Delta\tau$ данной физич. величины, определяемый конкретным механизмом, к-рый лежит в основе самих флуктуаций, обычно может быть легко оценен по порядку величины на основе модельных представлений об этом механизме. Напр., для дробовых флуктуаций электрич. тока в диоде величина $\Delta\tau$ по порядку величины, очевидно, должна совпадать со средним временем пролета электронов между электродами.

Знание интервала К. ф. $\Delta\tau$ не определяет формы спектра (корреляционной зависимости) флуктуаций, а также полной (интегральной) их интенсивности. Поэтому для тех задач, где эти свойства флуктуаций существенны, необходимо знание ф-ции (матрицы) корреляции. Примером таких задач может служить упомянутая выше задача о некогерентном рассеянии электромагнитных волн в среде. Для релеевского рассеяния матрица К. ф. компонент тензора диэлектрич. проницаемости полностью определяет как тонкую структуру несмещенной линии (изотропное рассеяние), так и форму крыла (рассеяние на флуктуациях анизотропии) [3], [9]. Радиотехнич. примером является задача об оптимальной фильтрации сигнала, принимаемого на фоне помех. Если принимаемый сигнал $s(t)$ и помеха $n(t)$ представляют собой гауссовские стационарные случайные процессы, то оптимальным фильтром, обеспечивающим минимальную ошибку воспроизведения заданного полезного сигнала [в частности, самого сигнала $s(t)$], будет линейный фильтр, частотная ф-ция передачи к-рого однозначно определяется элементами матрицы $B_s(\tau)$, $B_n(\tau)$ и $B_{s,n}(\tau)$ [1], [10]. В другом случае, когда форма принимаемого сигнала заранее известна, частотная функция передачи оптимального линейного фильтра, обеспечивающего макс. значение отношения сигнала к шуму на выходе, определяется ф-цией корреляции $B_n(\tau)$, а также, разумеется, и формой самого сигнала [10].

Для нахождения матрицы $B_{x_i x_k}(t_1, t_2)$ [в частности, $B_{x_i x_k}(\tau)$], описывающей временну́ю К. ф. конкретных физич. величин, необходимо, вообще говоря, решать соответствующую вероятностно-кинетич. задачу, т. е. рассматривать хаотич. движение микрочастиц системы и конкретный механизм их взаимодействия, к-рые приводят к изучаемым флуктуациям макроскопич. величин x_i [2]. Задача нахождения $B_{x_i x_k}$ существенно облегчается для флуктуаций в термодинамически равно-

весных системах. Для таких флуктуаций, являющихся стационарными, справедлива т. н. флуктуационно-диссипационная теорема (Ф. Д. Т.) Г. Каллена и Т. Велтона (1951), устанавливающая универсальную связь между спектральной матрицей $G_{x_ix_k}(\omega)$ и соответствующей величинам x_i и x_k матрицей обобщенного адмитанса $\alpha_{ik}(\omega)$ (см. [3]). Определением матрицы α_{ik} служат линеаризованные макроскопич. ур-ния:

$$\overline{x_i(t)^f} = \sum_k \alpha_{ik}(\omega) f_{0k} e^{-i\omega t}, \qquad (3)$$

связывающие усредненные «отклики» рассматриваемой системы, т. е. усредненные величины x_i [обозначенные через $\overline{x_i(t)^f}$], с вызвавшими эти отклики обобщенными гармоник. по времени силами $f_k = f_{0k} e^{-i\omega t}$. Для установления фактич. соответствия между x_i и f_i в конкретных применениях служит ф-ла:

$$\frac{dU}{dt} = -\sum_k \dot{f}_k \overline{x_k^f} \qquad (4)$$

(точка означает производную по времени), выражающая скорость изменения средней внутренней энергии системы U через работу сторонних обобщенных сил f_k. Ф.Д.Т. гласит [3]:

$$G_{x_ix_k}(\omega) = \frac{i\hbar}{4\pi}[\alpha^*_{ki}(\omega) - \alpha_{ik}(\omega)] \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2\kappa T}, \qquad (5)$$

где T — абс. темп-ра системы, κ — постоянная Больцмана, $\hbar = 2\pi\hbar$ — постоянная Планка. Соответствующая матрица корреляции $B_{x_ix_k}(\tau)$ может быть определена отсюда при помощи (2). Ф.Д.Т. в форме (5) учитывает и квантовые флуктуации в системе, к-рые существенны при условии $\kappa T \lesssim \hbar/\tau_i$, где τ_i — время, характеризующее скорость изменения интересующей нас величины x_i [3], [4]. Если квантовыми флуктуациями можно пренебречь ($\hbar\omega \ll \kappa T$), то ф-ла (5) принимает вид:

$$G_{x_ix_k}(\omega) = i\frac{\kappa T}{2\pi\omega}[\alpha^*_{ki}(\omega) - \alpha_{ik}(\omega)]. \qquad (5')$$

Ф.Д.Т. показывает, что интенсивность термодинамически равновесных флуктуаций к.-л. физич. величины x_i определяется величиной диссипации (поглощения) энергии в системе при воздействии на нее соответствующей обобщенной силы f_i, а временная корреляция этих флуктуаций — распределением диссипируемой энергии по спектру частот ω. В наиболее явной форме это видно на примере флуктуаций одной величины x. Формула (5) дает при этом $G_x(\omega) = \frac{\hbar}{2\pi}\operatorname{cth}(\hbar\omega/2\kappa T)\operatorname{Im}\alpha(\omega)$, в то время как средняя мощность диссипации энергии при воздействии на систему силы $f_0 \exp(-i\omega t)$ равна $\omega f_0^2 \operatorname{Im}\alpha(\omega)/2$.

Ф.Д.Т. можно придать другой, часто используемый на практике вид. Спонтанные флуктуации величин x_i можно формально рассматривать как результат воздействия на систему нек-рых фиктивных сторонних флуктуационных сил f_i. При этом, на основании (3) и (5), для спектральной матрицы $G_{f_if_k}(\omega)$ этих сил получаем

$$G_{f_if_k}(\omega) = \frac{i\hbar}{4\pi}[\alpha^{-1}_{ik}(\omega) - \alpha^{-1*}_{ki}(\omega)] \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2\kappa T}, \qquad (6)$$

где α^{-1}_{ik} — матрица, обратная α_{ik}. Применение этой ф-лы к квазистационарной электрич. цепи ($f \to E$ — флуктуационная эдс) дает *Найквиста формулу*:

$$G_E(\omega) = \frac{\hbar\omega}{2\pi} R(\omega) \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2\kappa T}, \qquad (7)$$

где $R(\omega)$ — вещественная часть полного сопротивления (импеданса) цепи. Ф.Д.Т. в форме (6) удобна также при рассмотрении корреляционных (спектральных) свойств электромагнитного поля излучения термодинамически равновесных тел в окружающую их прозрачную среду, напр., поглощающих элементов в радиоволноводах, нагретых объемов электронной плазмы и т. п. При этом задача полностью решается в рамках макроскопич. электродинамики путем введения в *Максвелла уравнения* флуктуационных сторонних электрич. и магнитных индукций $\boldsymbol{K}(t, \boldsymbol{r})$ и $\boldsymbol{L}(t, \boldsymbol{r})$ и учета соответствующих краевых условий [5], [3]. Пространственная корреляция сторонних индукций $\boldsymbol{K}$ и $\boldsymbol{L}$ в рассматриваемой задаче вырождается в δ-корреляцию (что обусловлено возможным в данном случае пренебрежением пространственной дисперсией среды, см. ниже), а временная корреляция определяется правой частью ф-лы (6) с заменой матрицы $\alpha^{-1}_{ik}(\omega)$ соответственно на $-4\pi\varepsilon_{ik}(\omega)$ и на $-4\pi\mu_{ik}(\omega)$, где ε_{ik} и μ_{ik} — тензоры диэлектрич. и магнитной проницаемостей, зависящие в случае неоднородной среды также от координаты $\boldsymbol{r}$. Т. о., для полного спектрального тензора сторонних индукций $\boldsymbol{K}$ и $\boldsymbol{L}$ получаем [5], [3]:

$$G_{K_\alpha L_\beta}(\omega; \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = 0,$$

$$G_{K_\alpha K_\rho}(\omega; \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \overline{K_\alpha(t+\tau, \boldsymbol{r}_1) K_\beta(t, \boldsymbol{r}_2)} e^{-i\omega\tau} =$$

$$= i\hbar[\varepsilon^*_{\beta\alpha}(\omega) - \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega)] \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2\kappa T} \delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2), \qquad (8)$$

и аналогично для $G_{L_\alpha L_\beta}$ с заменой $\varepsilon_{\alpha\beta}$ на $\mu_{\alpha\beta}$. Для определения К. ф. самих напряженностей поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ вне излучающих тел (применение ф-л (8) к вычислению К. ф. поля внутри излучающего тела приводит к расходимостям интегралов [5], [3], что связано с пренебрежением пространственной дисперсией [6]) необходимо выразить $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ в форме линейных функционалов через $\boldsymbol{K}$ и $\boldsymbol{L}$, т. е. решить соответствующую краевую задачу электродинамики, а затем вычислить на основании (8) матрицы корреляции $B_{E_\alpha E_\beta}$ и $B_{H_\alpha H_\beta}$ или $G_{E_\alpha E_\beta}(\omega, \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ и $G_{H_\alpha H_\beta}(\omega, \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$. Напр., для равновесного излучения в полости с нагретыми стенками такой способ дает:

$$B_{E_\alpha E_\beta}(\tau, \boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}) = B_{H_\alpha H_\beta}(\tau, \boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}) = -\delta_{\alpha\beta}\frac{8}{9}\hbar c\left(\frac{\pi}{\alpha}\right)^4 L'''(\pi c\tau/\alpha), \qquad (9)$$

где $\alpha = \hbar c/\kappa T$, а $L(\xi) = (\operatorname{cth}\xi - 1/\xi)$ — ф-ция Ланжевена (штрих означает производную).

Результат кинетич. расчета матрицы $G_{x_ix_k}$ для временных флуктуаций в термодинамически неравновесной, но стационарной системе формально всегда может быть представлен в виде (5), где под $\alpha_{ik}(\omega)$ следует понимать матрицу адмитанса, соответствующую данному неравновесному состоянию системы, а под величиной T — нек-рую, вообще говоря, матричную величину $T^{ik}_{\text{эфф}}$, наз. матрицей эффективной темп-ры и зависящую в общем случае от частоты ω. Иногда такой подход к исследованию К. ф. оказывается целесообразным, в частности, если $T^{ik}_{\text{эфф}}$ вырождается в не зависящую от частоты единичную матрицу ($T^{ik}_{\text{эфф}} = T_{\text{эфф}}\delta_{ik}$). Тогда, как и для термодинамически равновесных систем, К. ф. величин x_i и x_k, т. е. $G_{x_ix_k}(\omega)$ или $B_{x_ix_k}(\tau)$, полностью определяется матрицей $\alpha_{ik}(\omega)$, и в отношении флуктуаций этих величин данная неравновесная система ведет себя как равновесная с темп-рой $T_{\text{эфф}}$. Примером таких флуктуаций могут служить электромагнитные флуктуации в сильно (в том числе полностью) ионизованной неравновесной (т. е. с электронной ф-цией распределения по скоростям $f_0(v)$, отличной от максвелловской) плазме. При этом $T^{\alpha\beta}_{\text{эфф}} = T_e\delta_{\alpha\beta}$, где T_e — не зависящая от ω т. н. электронная темп-ра плазмы. При произвольной электронной концентрации неравновесной изотропной плазмы матрица $T^{\alpha\beta}_{\text{эфф}}$ остается единичной, а величина $T_{\text{эфф}}$, вообще говоря, зависящая от ω, определяется ф-лой [7]:

$$T_{\text{эфф}}(\omega) = \overline{\nu\varepsilon(\omega^2+\nu^2)^{-1}/\nu\varepsilon L(\omega^2+\nu^2)^{-1}}, \qquad (10)$$

где $\varepsilon = mv^2/2$ — энергия электрона, ν — полная частота соударений электрона, обладающего энергией ε, с тяжелыми частицами плазмы, $L = d\ln f_0/d\varepsilon$, а черта сверху означает усреднение по распределению $f_0(v)$. При выводе (10) флуктуации предполагаются чисто классическими, что соответствует условию $\hbar\omega \ll \bar{\varepsilon}$.

Экспериментальное изучение К. ф. величин x_i по времени обычно сводится прежде всего к преобразованию этих флуктуаций в соответствующие электрич. сигналы (токи или напряжения). Дальнейшая процедура заключается либо в непосредственной графич. записи этих сигналов на самописце с дальнейшей численной обработкой, либо — в использовании специального устройства — коррелометра, выполняющего необходимые математич. операции для вычисления ф-ции корреляции радиотехнич. средствами. Пользуются также методом гармоник. анализа интенсивности флуктуаций с последующим применением ф-лы Хинчина — Винера (2).

Пространственная корреляция математически описывается матрицей $B_{x_ix_k}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$, характеризующей, согласно (1), статистич. связь между значениями флуктуирующих величин (случайных полей) $x_i(\boldsymbol{r})$ и $x_k(\boldsymbol{r})$ соответственно в точках пространства $\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$. Для важного на практике класса однородных по пространству флуктуаций, когда $B_{x_ix_k} = B_{x_ix_k}(\boldsymbol{\rho}) = B_{x_kx_i}(-\boldsymbol{\rho})$ ($\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$), как и в случае стационарных временных флук-

туаций, большую роль играет спектральная теория, основу к-рой составляет обобщенная ф-ла Хинчина — Винера:

$$B_{x_i x_k}(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{x_i x_k}(\varkappa)\, e^{i\varkappa\rho}\, d\varkappa. \qquad (11)$$

Спектральная матрица $\psi_{x_i x_k}(\varkappa)$ обладает свойствами, аналогичными свойствам матрицы $G_{x_i x_k}(\omega)$:

1) $\psi_{x_i x_k}(\varkappa) = \psi^*_{x_k x_i}(\varkappa)$, 2) $\psi_{x_i x_k}(-\varkappa) = \psi_{x_k x_i}(\varkappa)$.

Если флуктуации к тому же и изотропны [$B_{x_i x_k} = B_{x_i x_k}(\rho)$], то матрица $\psi_{x_i x_k}$ зависит лишь от модуля вектора $\varkappa$:

$$B_{x_i x_k}(\rho) = \frac{4\pi}{\rho} \int_0^{\infty} \varkappa \sin \varkappa\rho \psi_{x_i x_k}(\varkappa)\, d\varkappa. \qquad (11')$$

По своему физич. смыслу величины $\psi_{x_i x_k}(\varkappa)$ и $\psi_{x_i x_k}(\varkappa)$ аналогичны $G_{x_i x_k}(\omega)$.

Для однородных (и изотропных) флуктуаций, аналогично случаю стационарных временны́х флуктуаций, можно ввести понятие области К. ф. $\Delta\rho$ (или $\Delta\rho$): [$|B_x(\Delta\rho)|/B_x(0) \ll 1$ [или $|B_x(\Delta\rho)|/B_x(0) \ll 1$]. Величина $\Delta\rho$ (или $\Delta\rho$) физически характеризует средний размер пространственной «неоднородности» случайного поля $x(r)$. Если, напр., величиной $x(r)$ является плотность среды, то величина $\Delta\rho$ (или $\Delta\rho$) характеризует средний размер областей «уплотнения» и «разрежения», обусловленных флуктуациями. Так же, как и для временны́х флуктуаций, порядок величины областей корреляции обычно может быть оценен на основе конкретной модели изучаемого явления. Для многих задач, однако, необходим полный корреляционный анализ флуктуаций. Примером может служить задача о рассеянии электромагнитных волн в среде. Угловой спектр интенсивности рассеянного излучения однозначно определяется пространственной К. ф. показателя преломления среды [11]. Этим обстоятельством широко пользуются, напр., для экспериментального изучения турбулентной структуры атмосферы по данным рассеяния в ней акустических или радиоволн.

Для случая однородных и изотропных флуктуаций получено несколько математич. результатов, касающихся общего вида матрицы $B_{x_i x_k}(\rho)$ [соответственно $\psi_{x_i x_k}(\varkappa)$] и весьма полезных при рассмотрении пространственной К. ф. в конкретных физич. системах [8]. В дальнейшем рассматриваются только скалярные и векторные случайные поля, причем за первыми сохраняется обозначение $x_i(r)$, а вторые обозначаются через $u(r)$ (компоненты u_α, u_β, u_γ). В качестве первого из упомянутых результатов приведем ф-лу Кармана, устанавливающую общий вид корреляционного тензора $B_{u_\alpha u_\beta}(\rho)$ для векторного поля $u(r)$:

$$B_{u_\alpha u_\beta}(\rho) = F(\rho)\,\delta_{\alpha\beta} + [\Phi(\rho) - F(\rho)]\,\xi_\alpha\xi_\beta/\rho^2, \qquad (12)$$

где ξ_α — компонента вектора $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, а скалярные ф-ции $F(\rho)$ и $\Phi(\rho)$ — соответственно поперечная и продольная ф-ции корреляции поля. Далее, необходимым и достаточным условием потенциальности случайного поля $u(r)$ является ур-ние Обухова:

$$\Phi(\rho) = (\rho F)', \qquad (13)$$

а необходимым условием соленоидальности этого поля — ур-ние Кармана:

$$F(\rho) = \Phi(\rho) + \frac{\rho}{2}\Phi'(\rho). \qquad (13')$$

Важную роль (напр., для построения статистич. теории турбулентности в сжимаемой жидкости) играет теорема Обухова о разложении корреляционного тензора $B_{u_\alpha u_\beta}$ на компоненты, отвечающие потенциальной и соленоидальной компонентам случайного поля вектора u. Эта теорема в свою очередь основана на том, что два однородных и изотропных случайных поля u^n и u^c, одно из к-рых потенциально, а другое соленоидально, не коррелируют между собой, т. е. $B_{u^{(n)}_\alpha u^{(c)}_\beta}(\rho) \equiv 0$.

Теорема Обухова заключается в том, что поперечные $F^{(n)}(\rho)$, $F^{(c)}(\rho)$ и продольные $\Phi^{(n)}(\rho)$, $\Phi^{(c)}(\rho)$ ф-ции корреляции компонент полей $u^{(n)}(r)$ и $u^{(c)}(r)$, на которые можно разложить изучаемое поле $u(r)$, однозначно определяются ф-циями $F(\rho)$ и $\Phi(\rho)$; это означает, что для нахождения $F^{(n)}$, $\Phi^{(n)}$, $F^{(c)}$ и $\Phi^{(c)}$ нет необходимости расщеплять само векторное поле u на $u^{(n)}$ и $u^{(c)}$. Наконец, отметим что: однородное и изотропное скалярное поле $x(r)$ и соленоидальное векторное поле $u^{(c)}(r)$ не коррелируют между собой, т. е. $B_{xu^{(c)}_\alpha}(\rho) = 0$.

Для нахождения матрицы $B_{x_i x_k}(r_1, r_2)$ [в частности, $B_{x_i x_k}(\rho)$ и $B_{x_i x_k}(\rho)$], описывающей пространственную К. ф. конкретных физич. величин, необходимо, вообще говоря, решать соответствующую задачу статистич. механики, учитывающую конкретный механизм взаимодействия между микрочастицами, составляющими макроскопич. систему. В том специальном случае, когда физич. величины x_i имеют вид:

$$x_i(r) = \sum_n \varphi_i(r - r_n), \qquad (14)$$

где $\varphi_i(r)$ — известная ф-ция, r_n — радиус-вектор n-ой частицы системы, а суммирование производится по всем частицам системы, задача определения матрицы $B_{x_i x_k}$ сводится к вычислению для данной системы ординарной $w_1(r_n)$ и бинарной $w_2(r_n, r_m)$ ф-ций распределения координат отдельных частиц [2]. Здесь $w_1(r_n)\,dr_n$ — вероятность того, что n-ая частица находится в элементе объема dr_n, а $w_2(r_n, r_m)\,dr_n dr_m$ — вероятность того, что n-ая частица находится в элементе объема dr_n, в то время как m-ая частица — в элементе объема dr_m. Примером величины, имеющей вид (14), может служить плотность частиц $n(r)$, причем $\varphi_i(r) = \delta(r)$. Для однородного и изотропного тела (газ, жидкость), когда $w_1(r) = V^{-1}$, а $w_2(r_n, r_m) = \mu(|r_n - r_m|)/V^2$ (V — объем тела), имеем [4]:

$$B_n = \bar{n}\delta(\rho) + \bar{n}\nu(\rho), \qquad (15)$$

где $\bar{n} = N/V$ — средняя плотность частиц, N — полное число частиц, а $\nu(\rho) = n[\mu(\rho) - 1]$. Для тела, находящегося в термостате с темп-рой T, ф-ция $\mu(\rho)$ в наинизшем приближении по малой величине $\bar{n}v$ (v — объем одной частицы) равна $e^{-u(\rho)/\kappa T}$, где $u(\rho)$ — потенциал взаимодействия двух частиц [2]. Отсюда следует, что в классич. идеальном газе, для к-рого $u(\rho) = 0$, ф-ция $\nu(\rho) = 0$ и флуктуации плотности δ-коррелированы. Однако в квантовом идеальном газе благодаря обменному взаимодействию между частицами радиус корреляции отличен от нуля, а ф-ция $\nu(\rho)$ равна [4]:

$$\nu(\rho) = \mp \frac{g}{4\pi(\bar{n}\hbar)^4 \rho^2} \left| \int_0^{\infty} \frac{\sin(p\rho/\hbar)\, p\, dp}{\exp\{(\varepsilon-\mu)/\kappa T\} \mp 1} \right|^2. \qquad (16)$$

Здесь верхний и нижний знаки относятся соответственно к Ферми и Бозе газам, $g = 2s + 1$ (s — спин частицы), ε — энергия, μ — химич. потенциал. При $\hbar \to 0$ правая часть (16) стремится к нулю.

Для нахождения пространственной К. ф. в термодинамически равновесных системах также может быть применена Ф.Д.Т. В случае электромагнитных флуктуаций задача попрежнему сводится к интегрированию ур-ний Максвелла со сторонними флуктуационными индукциями $\boldsymbol{K}$ и $\boldsymbol{L}$ и последующему вычислению тензоров $B_{E_\alpha E_\beta}(r_1, r_2)$, $B_{H_\alpha H_\beta}(r_1, r_2)$ при помощи найденных по Ф.Д.Т. спектральных тензоров $G_{E_\alpha E_\beta}(\omega; r_1, r_2)$, $G_{H_\alpha H_\beta}(\omega; r_1, r_2)$. Как и для временны́х флуктуаций, к внешнему флуктуационному полю применима Ф.Д.Т. в форме (8) с пространственной δ-корреляцией индукций $\boldsymbol{K}$ и $\boldsymbol{L}$. При рассмотрении флуктуаций поля внутри поглощающей среды необходимо учитывать пространственную дисперсию в ней [6], т. е. нелокальную связь между индукциями $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ и напряженностями $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$. Если для Фурье-амплитуд представить эту связь в виде:

$$D_\alpha(r) = \int Q^D_{\alpha\beta}(\omega; r, r')\, E_\beta(r')dr';$$
$$B_\alpha(r) = \int Q^B_{\alpha\beta}(\omega; r, r')\, H_\beta(r')dr', \qquad (17)$$

то вместо ф-л (8) получаются следующие: $G_{K_\alpha L_\beta}(\omega; r_1, r_2) = 0$,

$$G_{K_\alpha K_\beta}(\omega; r_1, r_2) = i\hbar\,[Q^{D*}_{\beta\alpha}(\omega; r_2, r_1) - Q^D_{\alpha\beta}(\omega; r_1, r_2)]\,\mathrm{cth}\frac{\hbar\omega}{2\kappa T}$$

и аналогично для $G_{L_\alpha L_\beta}$. Пренебрежение пространственной дисперсией, когда $Q^D_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, r)\,\delta(r - r')$, приводит к ф-лам (8).

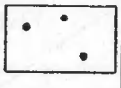
Лит.: 1) Яглом А. М., «Успехи матем. наук», 1952, т. 7, вып. 5 (51); 2) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика

сплошных сред, М.—Л., 1957 (Теоретич. физика); 4) и х ж е, Статистическая физика (Классическая и квантовая), М.—Л., 1951 (Теоретич. физика, т. 4); 5) Р ы т о в С. М., Теория электрических флуктуаций и теплового излучения, М., 1953; е г о ж е, «ДАН СССР», 1956, т. 110, № 3, с. 371; 6) С и л и н В. П., «Изв. Высших учебн. заведений. Радиофизика», 1959, т. 2, № 2; 7) Б у н к и н Ф. В., «ЖЭТФ», 1961, т. 41, вып. 1 (7), с. 288; 8) О б у х о в А. М., «Тр. Геофиз. ин-та. АН СССР», 1954, № 24 (151), с. 3; 9) Р ы т о в С. М., Корреляционная теория релеевского рассеяния света, в сб.: Исследования по экспериментальной и теоретической физике. Памяти Г. С. Ландсберга, М., 1959; 10) В а й н ш т е й н Л. А., З у б а к о в В. Д., Выделение сигналов на фоне случайных помех, М., 1960; 11) Т а т а р с к и й В. И., Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере, М., 1959.

Ф. В. Бункин.

КОРРОЗИЯ — самопроизвольное разрушение твердого тела, вызванное химич. или электрохимич. процессами, развивающимися на его поверхности при взаимодействии с внешней средой. Особенно большое значение имеет К. металлов, в результате к-рой ежегодно теряется ок. 10% общего количества выплавляемых черных металлов. Но К. может подвергаться и любой конструкционный или строит. материал — бетон, строит. камень, дерево, пластич. массы и т. д. Основные виды К. металлов представлены в табл. 1.

Табл. 1. — Основные виды коррозионных поражений.

Вид коррозии	Схематическое изображение: разрез	Схематическое изображение: план	Примечание
Общая, или сплошная (поражает всю поверхность)			Имеет место гл. обр. при коррозии в газах и в очень агрессивных электролитах (кислоты)
Язвенная			Наблюдается в нейтральных электролитах
Питтинговая (точечная)			Обычно бывает на металлах, способных образовывать на своей поверхности пассивные пленки (алюминий, нержавеющая сталь)
Межкристаллитная (разрушение идет по границам зерен)			Обычно незаметна невооруженным глазом и требует для своего определения спец. методов (ГОСТ 6032—58)

Наиболее опасны межкристаллитная и питтинговая К., вызывающие заметную потерю механич. свойств при сравнительно небольшом количестве прокорродировавшего металла. Скорость К. измеряется количеством металла, прокорродировавшего на единице поверхности в единицу времени (*г/м²* · *час*); глубиной проникновения К. (*мм/год*); изменением механич. свойств из-за К. (снижением предела прочности).

Коррозионная неустойчивость металлов определяется тем, что в жидкой или газообразной внешней среде металлич. состояние термодинамически неустойчиво; поэтому большинство металлов стремится перейти из металлич. состояния в ионное. Вероятность К. определяется величиной уменьшения свободной энергии (табл. 2) при осуществлении соответствующей реакции. Чем выше эта величина, тем меньше термодинамич. стойкость данного металла в данных условиях и тем более вероятна его К. В атм. условиях (наличие O_2 и H_2O) термодинамически устойчивы только т. н. благородные металлы — золото, платина, иридий и палладий. Это объясняет, почему они встречаются в природе, как правило, в металлич. самородном состоянии, а не в виде руд, что характерно для др. металлов. Термодинамика, характеризуя возможность протекания К. в данных условиях, ничего не говорит об ее скорости. В ряде случаев коррозионная стойкость металлов не соответствует данным термодинамич. расчета. Напр., Al и Cr гораздо более стойки в атм. условиях, чем Fe, хотя, согласно табл. 2, их термодинамич. устойчивость меньше. Это связано с образованием на поверхности Al и Cr плотных окисных слоев, резко уменьшающих скорость К.

Табл. 2. — Изменение свободной энергии ΔF в реакциях перехода металлов в ионное состояние при постоянных давлении и температуре (I — при выделении водорода и pH = 0; II — при поглощении кислорода и pH = 7; знак минус соответствует уменьшению свободной энергии).

Реакция	ΔF (*ккал/г-экв*): I	ΔF (*ккал/г-экв*): II
$K \rightleftarrows K^{+}$	−67,4	−86,2
$Mg \rightleftarrows Mg^{++}$	−54,6	−73,4
$Al \rightleftarrows Al^{+++}$	−38,4	−57,2
$Zn \rightleftarrows Zn^{++}$	−17,9	−36,7
$Cr \rightleftarrows Cr^{+++}$	−17,1	−35,9
$Fe \rightleftarrows Fe^{++}$	−11,6	−30,4
$Ni \rightleftarrows Ni^{++}$	− 5,7	−24,5
$Sn \rightleftarrows Sn^{++}$	− 3,13	−21.93
$Cu \rightleftarrows Cu^{++}$	+ 7,78	−11.02
$Ag \rightleftarrows Ag^{+}$	+16,76	− 2,04
$Pt \rightleftarrows Pt^{++}$	+27,4	+ 8,6
$Au \rightleftarrows Au^{+++}$	+34,5	+15,7

Различают 2 механизма процесса К.: химический и электрохимический.

Химическая коррозия имеет место в жидких неэлектролитах, напр. в безводных маслах, нефти и т. п., или в сухих газах, гл. обр. при высоких темп-рах (т. н. газовая К.). Химич. К. возникает при взаимодействии металла с агрессивным компонентом коррозионной среды по реакции $Me + X = MeX$ и не сопровождается переносом электрич. зарядов в системе. Продукты К. образуются непосредственно на поверхности металла. Скорость и характер химич. К. определяются поэтому свойствами возникающих пленок. При образовании сплошной плотной и прочно сцепленной с металлом защитной пленки скорость процесса со временем замедляется и может упасть до нуля. Необходимым условием формирования сплошной окисной пленки на поверхности металла является превышение объема образующегося химич. соединения над объемом металла, из к-рого оно возникло: $V_{хс}/V_{ме} > 1$. Для металлов, у к-рых $V_{хс}/V_{ме} < 1$ (напр., Rb, Cs, Ca, Mg), нельзя ожидать образования сплошных пленок, к-рые смогли бы затормозить К. Для таких металлов наблюдается линейная зависимость $\delta = \alpha\tau$ роста толщины δ пленки от времени τ (α — постоянная). Линейная зависимость величины К. от времени характерна также и для металлов, образующих при высоких темп-рах нестойкие, легко возгоняющиеся окислы (V, Mo, W). Рост пленки зависит не только от ее сплошности, но и от других факторов: структуры образующегося химич. соединения, его плотности, электросопротивления и т. д. В связи с этим для многих металлов, имеющих $V_{хс}/V_{ме} > 1$ (напр., Fe, Co, Cu, Ni), характерна параболич. зависимость $\delta^2 = \alpha\tau$, для других же (Si, Al, Cr) — логарифмическая: $\delta = \ln(\alpha\tau)$. Изменение условий газовой К. может изменить и характер кривой для данного металла. *Легированием* одного металла другим можно получить сплавы, не поддающиеся оки-

слению при высоких темп-рах и обладающие одновременно высокими прочностными свойствами.

В электролитах (кислоты, щелочи, морская вода, растворы солей и т. д.) разрушение металлов протекает по электрохимическому механизму, отличающемуся от химического тем, что в этом случае имеет место перенос электрич. зарядов. Когда металлич. поверхность приводится в соприкосновение с электролитом, возможно взаимодействие между ионами раствора и ион-атомами металла. При этом, за счет энергии *гидратации*, сильно облегчается переход ион-атомов металла в раствор (анодный процесс):

$$neMe^{n+} + m\,H_2O \rightarrow [Me^{n+} \cdot m\,H_2O] + ne. \qquad (1)$$

Остающиеся в металле свободные электроны сообщают ему отрицат. заряд; так, переход в раствор всего ок. 1% поверхностных атомов приводит к отрицат. сдвигу потенциала металла на величину ок. 1 *в*. Поскольку расстояние между взаимодействующими частицами — электронами и ионами — очень мало ($l = 10^{-8}$ *см*), между ними при данном потенциале возникают значительные силы электростатич. взаимодействия, не позволяющие ионам металла покинуть обкладку образующегося *двойного электрического слоя*. Это могло бы затруднить процесс К. Однако на большинстве металлов наряду с анодными реакциями (1), сопровождающимися освобождением электронов, могут протекать и катодные реакции (2), восстановления различных компонентов *Km* коррозионной среды с присоединением электронов (напр., восстановление кислорода, сернистой к-ты, водорода и т. д.):

$$K_m^{n+} \cdot m\,H_2O + ne \rightarrow Km + m\,H_2O. \qquad (2)$$

При этом электростатич. связь между электронами и ионами металла в двойном слое ослабевает и ионы могут диффундировать в раствор, давая возможность протекать дальнейшему процессу растворения металла, т. е. процессу К. Следовательно, К. металлов складывается из двух сопряженных электрохимич. реакций, скорость к-рых определяет скорость К.:

$$neMe^{n+} + m\,H_2O \rightarrow Me^{n+} \cdot m\,H_2O + ne \quad \text{(анодная реакция)}$$

$$Km + m\,H_2O \leftarrow Km^{n+} \cdot m\,H_2O + ne \quad \text{(катодная реакция)}.$$

Наиболее типичные катодные реакции — восстановление водорода и кислорода. В зависимости от того, какая частица присоединяет освобождающиеся при анодной реакции электроны, или, как принято говорить, — является деполяризатором, различают К., идущую с водородной деполяризацией ($2H^+ + 2e \rightarrow H_2$), и К. с кислородной деполяризацией ($O_2 + 2H_2O + 4e \rightarrow 4OH^-$). 1-я протекает в кислых средах, 2-я — в нейтральных и щелочных. Могут быть и процессы со смешанной деполяризацией. В отличие от газовой (химической) К., пленка продуктов К., образующаяся при электрохимич. К., является часто результатом вторичной реакции осаждения (рис. 1).

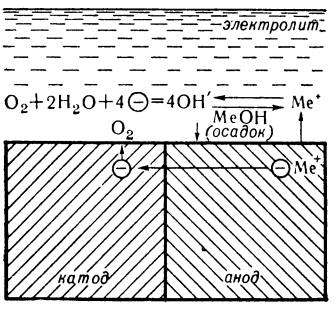


Рис. 1. Схема работы коррозионного элемента с кислородной деполяризацией.

Изменяя состав металла, напр. посредством легирования, или состав электролита введением спецдобавок, можно резко затормозить электрохимич. реакции, определяющие К. Замедление К. металлов, обусловленное изменением состояния его поверхности в результате образования на ней фазовых и адсорбционных слоев, приводящих к торможению анодного процесса растворения металла, наз. пассивностью.

На совершенно однородной поверхности катодная и анодная реакции могут протекать в одной и той же точке (гомогенный механизм). При малейшей неоднородности поверхности катодные и анодные процессы пространственно разделяются, локализуясь каждый на тех участках, к-рые для них энергетически более выгодны (гетерогенный механизм). В подавляющем большинстве случаев К. протекает по гетерогенному механизму. При этом процесс К. можно рассматривать как результат работы коррозионных гальванич. элементов, в к-рых участки металлич. поверхности, обладающие в данной среде более положит. потенциалом, играют роль катодов, а более отрицательные — роль анодов. Катодные и анодные участки микроскопич. размеров — т. н. микроэлементы — образуются вследствие хим. и физ. неоднородностей поверхности. Коррозионные элементы макроскопич. размеров — макроэлементы — образуются в результате: 1) контакта двух разнородных металлов — т. н. контактная К. (металл, обладающий более отрицат. потенциалом, становится анодом и разрушается); 2) создания в конструкции напряженных участков, к-рые часто становятся анодами и разрушаются; 3) неравномерного подвода кислорода к различным участкам металла (неравномерная аэрация). Участок, к к-рому подводится избыток кислорода (воздуха), становится катодом по отношению к соседним участкам и способствует их быстрейшему разрушению; 4) наличия щелей и зазоров, в к-рых обмен электролита затруднен, что способствует возникновению концентрационных элементов (т. н. щелевая К.). Очень склонны к щелевой коррозии легко пассивирующиеся металлы, как, напр., Al и нержавеющая сталь.

При гетерогенном механизме общий ток К. $I_К = \Sigma I_{КЭ}$, где $I_{КЭ} = (\varepsilon^0_К - \varepsilon^0_а)/(R + P_а + P_К)$ — коррозионный ток микро- и макроэлементов ($\varepsilon^0_К$ и $\varepsilon^0_а$ — нач. потенциалы катодного и анодного участков коррозионного элемента, $P_К$ и $P_а$ — величины поляризационных сопротивлений этих участков, R — омич. сопротивление коррозионной среды). Т. о., К. тем слабее, чем меньше первоначальная разность потенциалов катодных и анодных участков, чем сильнее их поляризация и чем больше сопротивление коррозионной среды.

Скорость К. в значит. степени зависит от внешних факторов. Изменение состава среды может замедлить К. или, наоборот, активировать ее; так, напр., ионы Cl в ряде случаев увеличивают скорость анодного процесса, разрушая защитную пленку. Ионы металлов с переменной валентностью, как, напр., $Fe^{2+} \rightleftarrows Fe^{3+} + e$, способствуя деполяризации микрокатодов, ускоряют катодный процесс и в конечном счете процесс К. Другие вещества (ингибиторы) могут замедлять К. Большое влияние имеет концентрация водородных ионов в растворе, т. е. pH среды (рис. 2). Повышение темп-ры в слу-

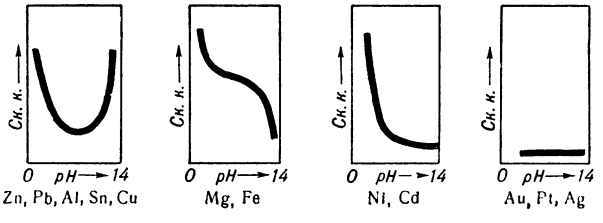


Рис. 2. Типичные кривые зависимости скорости коррозии металлов от концентрации водородных ионов.

чае газовой К. и растворения металлов в кислотах повышает скорость процесса в соответствии с ур-нием Аррениуса $U = Ae^{xp}(-Q/RT)$. В ряде случаев, однако, имеет место более сложная зависимость. Напр., при К. в нейтральных средах, идущей с кислородной деполяризацией, уменьшение растворимости кислорода с ростом температуры замедляет катодный процесс и приводит в открытых системах даже к замедлению процесса К. (рис. 3); в закрытых (герметизированных) системах, где кислород не может свободно удаляться из электролита, скорость К. с повышением темп-ры растет, но не экспоненциально. Движение коррозионной среды со сравнительно небольшими скоростями, как правило, заметно усиливает К. за счет деполяризации анодов (отвод продуктов К.) и катодов (подвод кислорода); дальнейшее повышение скорости не облегчает существенно процесса коррозии и даже может замедлить его, так как высокая концентрация кислорода способствует пассивации анодных участков. Для газовой К. изменение скорости движения коррозионной среды играет роль только в начальный период, пока не образовалась пленка продуктов К. на поверхности металла. Во всех случаях К. резко возрастает при достижении таких скоростей среды, когда начинается разрушение поверхностных слоев (эрозионная К.). Постоянные механич. напряжения в металле увеличивают скорость К. (т. н. К. под напряжением), одновременное наличие коррозионной среды заметно снижает прочностные характеристики металлов. Причиной сильной К. различных подземных трубопроводов, оболочек кабеля и др. могут быть проходящие в почве блуждающие токи, к-рые концентрируются на металлич. изделиях, обладающих повышенной электропроводностью по сравнению с почвой. Место перехода тока из почвы на изделие становится катодом, а место обратного перетекания на землю, подвергающееся разрушению, — анодом.

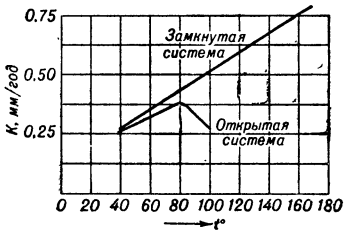


Рис. 3. Зависимость скорости коррозии железа в воде от температуры для замкнутой системы (кислород не может удаляться) и открытой системы (кислород может удаляться).

Защита от коррозии осуществляется различно: снижением агрессивности коррозионной среды (удалением из состава среды агрессивных компонентов или добавлением веществ, замедляющих процесс К., — ингибиторов); повышением коррозионной устойчивости металла путем его *легирования*; созданием на поверхности металла защитных слоев: диффузионных, фосфатных или окисных пленок, металлопокрытий и неметаллич. покрытий (лаки и краски, эмали). При электрохимич. защите (рис. 4) резкое замедление анодного процесса растворения металла происходит в результате катодной поляризации от постороннего источника (катодная защита) или за счет контактирования с электродом, обладающим более отрицат. потенциалом и, следовательно, являющимся в данных условиях анодом по отношению к защищаемому металлу (протекторная защита). Для железа протекторами обычно являются Al, Zn, Mg и их сплавы.

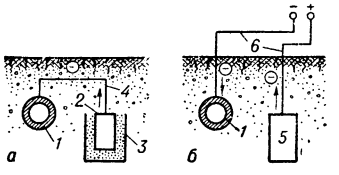


Рис. 4. Схема электрохимич. защиты — протекторной *а* и катодной *б*: *1* — защищаемый железный трубопровод; *2* — протектор из магниевого сплава; *3* — предохранительная засыпка (смесь сульфатов Mg и Na); *4* — соединительный провод; *5* — анод (куски железного лома); *6* — провода к источнику постоянного тока.

Лит.: 1) Акимов Г. В., Теория и методы исследования коррозии металлов, М.—Л., 1945; 2) его же, Основы учения о коррозии и защите металлов, М., 1946; 3) Томашов Н. Д., Коррозия металлов с кислородной деполяризацией, М.—Л., 1947; 4) его же, Теория коррозии и защиты металлов, М., 1959; 5) Розенфельд И. Л., Атмосферная коррозия металлов, М., 1960; 6) Бахвалов Г. Т. и Турковская А. В., Коррозия и защита металлов, М., 1959; 7) Эванс Ю. Р., Коррозия, пассивность и защита металлов, пер. с англ., М.—Л., 1941; 8) Клинов И. Я., Коррозия химической аппаратуры и коррозионностойкие материалы, 2 изд., М., 1954; 9) Рябченков А. В., Коррозионно-усталостная прочность стали, М.—Л., 1953; 10) Глikман Л. А., Коррозионно-механическая прочность металлов, М.—Л., 1955; 11) [Дятлова В. Н. и Золотницкий И. М.], Коррозионная и химическая стойкость материалов, Справочник, М., 1954; 12) Коррозия металлов, пер. с англ., кн. 1—2, Л.—М., 1953; 13) Баранник В. П., Краткий справочник по коррозии, М.—Л., 1953; 14) Защита подземных металлических сооружений от коррозии. Справочник, М., 1959.

А. В. Бялобжеский.

КОРУНД — минерал состава Al_2O_3. Кристаллы тригонально-скаленоэдрич. вида симметрии. Пространств. группа $R\bar{3}C$. Параметры элементарной ячейки $a = 4{,}75$ Å, $c = 12{,}97$ Å. Количество молекул в ячейке $M = 2$. Цвет серый (обыкновенный К.), синий (сапфир) и красный (рубин). Темп-ра плавления 2 020—2 035° С; темп-ра кипения (найденная экстраполяцией из значений упругости пара) может быть принята 2 707 ± 60° С. Уд. вес 4,00 *г/см*³. Коэфф. теплового расширения 6,2 · 10 ⁶*см*/°С (параллельно оси *c*) и 54,10 ⁶ *см*/° С (перпендикулярно оси 3-го порядка) при 40° С. Теплота образования 380—400 *ккал/моль*. Теплоемкость (в *ккал/моль*) при 0° С 17,52, при 1 000°С 30,2, при 1 500°С 33,58. Модуль Юнга (в *кг/мм*²) вдоль оси 3-го порядка 32,800 (±7%), перпендикулярно оси в плоскости симметрии 32,400 (±4%); вдоль оси 2-го порядка 32 000 (±5%). Твердость по Моосу—9. Блеск стеклянный. Показатели преломления для линии $\lambda = 589{,}3$ *mμ* для темно-красного К. $N_0 = 1{,}772$, $N_e = 1{,}763$. Для светло-красного К. значения N изменяются с длиной волны.

λ *mμ*	656 *mμ*	589 *mμ*	486 *mμ*
N_o	1,7653	1,7686	1,7760
N_e	1,7573	1,7604	1,7677

В связи со специфич. спектром поглощения рубины применяются в *оптических генераторах*; К. применяется как абразивный (алунд) и огнеупорный материал. В промышленных масштабах К. получают плавкой боксита в электропечах с восстановителем (железными опилками). Из мелкокристаллич. К. методами порошковой металлургии изготовляют резцы, используемые для механич. обработки металлов при высокой темп-ре. Монокристальные були и стержни К. получают плавлением и рекристаллизацией глинозема в кислородно-водородном пламени. Були могут быть окрашены: примесями ионов Cr в красный, V в серовато-зеленый при дневном свете и фиолетовый при искусственном освещении, Mn в желтовато-розовый, Ni в желтый, Ti в розово-фиолетовый цвета. Цветные К. — т. н. восточный топаз, александрит, изумруд, аметист, кунцит, применяются в ювелирной промышленности; рубины — в качестве опорных камней для часов и др. точных приборов.

Лит.: «Тр. Ин-та кристаллографии АН СССР», 1953, вып. 8.

М. О. Клия.

КОСИНУС ФИ ($\cos\varphi$) — см. *Мощности коэффициент.*

КОСМИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ — см. *Космологическая постоянная.*

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ — поток атомных ядер высокой энергии, в основном протонов, падающих на Землю из мирового пространства, и образуемое ими в земной атмосфере вторичное излучение, в к-ром встречаются все известные в наст. время элементарные частицы. К. л. превосходят по своей проникающей способности все другие виды излучений. Средняя энергия первичных космич. частиц — ок. 10^{10} *эв*, а энергия отдельных частиц достигает 10^{19} *эв* и, возможно, еще больше. Поток первичных К. л. на границе атмосферы на высоких широтах в эпоху минимума солнечной активности равен ~ 0,7—1,0 частиц/*см*²·*сек* и уменьшается в несколько раз с приближением к максимуму активности. Поток заряженных частиц на уровне моря составляет в среднем $1{,}75 \cdot 10^{-2}$ частиц/*см*²·*сек* и весьма слабо меняется с солнечной активностью. Общая энергия, приносимая К. л. на Землю (~ $1{,}5 \cdot 10^{6}$ *квт*), ничтожно мала в сравнении с энергией, получаемой Землей от

Солнца, и сравнима с энергией видимого света звезд. Не исключено, однако, что интенсивность К. л. менялась за геологич. периоды истории Земли и что они оказали известное влияние на эволюцию жизни на Земле.

Отправной точкой в изучении К. л. явились проведенные в начале 20 в. опыты, указавшие на существование слабой ионизации воздуха, вызывающей утечку заряда электроскопов, экранированных толстыми слоями вещества. Исследования причин этого эффекта привели к открытию проникающего излучения внеземного происхождения, названного впоследствии К. л. Интенсивность и состав К. л., а также превращения, испытываемые ими в атмосфере, довольно хорошо изучены. Космич. частицы и, в первую очередь, быстрые электроны дали впервые возможность экспериментального исследования электромагнитных процессов при энергиях, превышающих сотни миллионов и миллиарды *эв*. Изучение тормозного излучения электронов, рождения электронно-позитронных пар γ-квантами высоких энергий и образования δ-электронов быстрыми заряженными частицами позволило проверить справедливость релятивистской квантовой механики и расширило предполагаемые границы применимости квантовой электродинамики. В К. л. были впервые обнаружены многие элементарные частицы (позитроны, пионы, мюоны, К-мезоны и гипероны), а также гипер-ядра. Исследования этого весьма слабого по своей интенсивности излучения стимулировали развитие многих новых экспериментальных методов и привели к важнейшим открытиям, существенно расширившим наши представления о природе элементарных частиц, а также о свойствах космич. пространства и процессах в звездах, в к-рых генерируются К. л.

Геомагнитные явления. Уже в ранних исследованиях были обнаружены *геомагнитные эффекты* К. л., т. е. зависимость их интенсивности и энергетич. спектра от геомагнитных координат точки наблюдения, а также от зенитной и азимутальной ориентаций регистрирующих приборов. Все имеющиеся данные о геомагнитных эффектах хорошо увязываются с представлением о первоначально изотропном потоке заряженных частиц первичных К. л., приходящих из мирового пространства и отклоняемых магнитным полем Земли. Магнитное поле Земли в первом приближении может быть уподоблено полю нецентрального магнитного диполя с магнитным моментом $8{,}1 \times \times 10^{25}$ *гаусс · см*, наклоненного на угол 11,5° к земной оси и смещенного относительно нее на 342 *км*. Анализ влияния магнитного поля Земли на движение заряженных частиц указывает на существование разрешенных и запрещенных направлений прихода космич. частиц в данную точку земной поверхности. Эти области имеют вид соосных конусов, угол раствора к-рых определяется отношением импульса и заряда (магнитной жесткостью) частиц. Область разрешенных направлений наз. г л а в н ы м к о н у с о м, а запрещенных — к о н у с о м Ш т е р м е р а. Между ними расположена область чередующихся разрешенных и запрещенных направлений — область полутени, или пенумбра. Минимальный импульс частицы, приходящей по вертикали в точку земной поверхности на геомагнитной широте λ, $p_{\min} = 14{,}9 \times 10^9 \cos^4 \lambda$ *эв/с*. Магнитное поле Земли не оказывает влияния на интенсивность космич. частиц с импульсом, бо́льшим $p_{\min}$.

Т. о., наличие магнитного поля Земли приводит к тому, что интенсивность I К. л. меняется с широтой. Это явление наз. широтным эффектом и количественно выражается отношением $\frac{I(90^\circ) - I(0^\circ)}{I(90^\circ)}$. Отклоняющее действие земного магнитного поля наиболее сильно проявляется в экваториальной области. Широтный эффект составляет всего 10% на уровне моря и достигает 36% на высоте 10 *км*; причина этого изменения заключается в том, что частицы К. л. на уровне моря являются «потомками» наиболее энергичных первичных частиц, весьма слабо отклоняемых магнитным полем Земли. Постоянство широтного эффекта, начиная с $\lambda = 55^\circ$, означает отсутствие в первичных К. л. частиц с импульсом $<1{,}2$—$1{,}4 \cdot 10^9$ *эв/с*. Такое высокоширотное отсекание непосредственно связано с 11-летними вариациями К. л. и характер его существенно меняется с изменением солнечной активности. Нецентральное расположение магнитного диполя сказывается в том, что напряженность магнитного поля неодинакова на одной и той же широте и, следовательно, интенсивность К. л. зависит от долготы места наблюдения. Этот т. н. д о л г о т н ы й э ф ф е к т достигает на уровне моря неск. процентов. Тщательное исследование распределения интенсивности К. л. по земному шару, выполненное на кораблях, самолетах и космических кораблях-спутниках, показало, что для объяснения экспериментальных данных необходимо учитывать, кроме дипольной составляющей геомагнитного поля, квадрупольную и составляющие более высокого порядка, а также поля крупных магнитных аномалий. С отличием реального поля Земли от дипольного связано также отличие экватора К. л. (определяемого как линия наименьшей интенсивности К. л.) от экватора геомагнитного.

Азимутальная асимметрия проявляется в зависимости интенсивности К. л. от ориентации регистрирующего прибора относительно стран света. Обычно азимутальную асимметрию характеризуют восточно-западным эффектом, т. е. удвоенным отношением разности интенсивности частиц, пришедших в западном $I_з$ и восточном $I_в$ направлениях, к полной интенсивности: $2\,(I_з - I_в)/(I_з + I_в)$. Этот эффект также связан с действием магнитного поля Земли, отклоняющего частицы положит. знака заряда к востоку и отрицательного — к западу. Величина восточно-западного эффекта растет с высотой по той же причине, что и широтный эффект, и составляет на больших высотах $\sim 0{,}5$.

Первичное излучение. Существование восточно-западного эффекта привело к выводу, что большинство первичных частиц К. л. заряжено положительно. Прямые измерения с помощью ионизационных камер, счетчиков и ядерных эмульсий, поднятых на возд. шарах и ракетах, позволили установить, что более 90% первичных частиц К. л. с энергией $E \leqslant 10^{13}$ *эв/нуклон* являются протонами, а остальные — α-частицами и ядрами более тяжелых элементов (см. табл.). Химич. состав первичных К. л. несколько отличается от состава элементов земной коры, метеоритов, а также состава атмосферы Солнца и нек-рых звезд, известного из спектроскопич. анализа (рис. 1). К. л. характеризуются относительно более бедным содержанием водорода и гелия, но значительным преобладанием более тяжелых элементов, что особенно заметно в области легких ядер (группа Li, Be, B), где различие достигает неск. порядков. Этот факт безусловно отражает природу источников К. л., механизм их ускорения и состояние межзвездного пространства, к-рое К. л. проходят на пути к Земле. Он, в частности, служит серьезным аргументом в пользу теории происхождения К. л. за счет преимущественного ускорения тяжелых ядер с последующей их фрагментацией при столкновении с ядрами межзвездной материи.

Изучение широтного эффекта в верхних слоях атмосферы позволяет определить энергетич. спектр

первичных К. л. Дифференциальный энергетический спектр первичных протонов и ядер при энергиях ок. 5 *Бэв/нуклон* можно аппроксимировать степенной

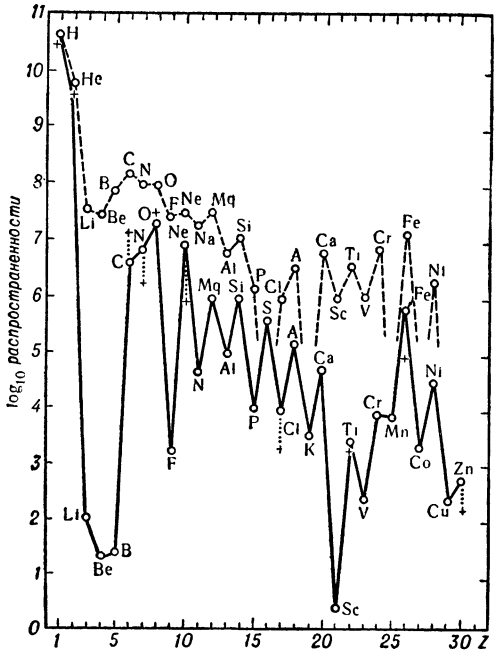


Рис. 1. Сравнение относительной распространенности элементов в космических лучах (пунктирная линия) и в солнечной системе (сплошная линия). Ордината 6,0 соответствует распространенности кремния. Графики нормированы по точке, соответствующей распространенности водорода (значками + обозначены данные более ранних измерений) [10, стр. 5].

функцией с показателем — 2,4. Крутизна спектра несколько увеличивается с ростом энергии (рис. 2).

Поток первичных частиц К. л. с энергией $> 2{,}5 \cdot 10^9$ *эв/нуклон* за границами атмосферы составляет $\sim 0{,}14$ *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1} \cdot$ *стер*$^{-1}$. Плотность энергии К. л. равна ~ 1 *эв/см*^{3}, т. е. того же порядка величины, что и плотность других видов энергии в Галактике. Средняя энергия, приходящаяся на один нуклон, прибл. одинакова для всех ядер. Поэтому многозарядные ядра несут заметную долю (около $^1/_3$) полной энергии первичных К. л. Что касается присутствия других частиц в первичных К. л., то можно утверждать, что доля электронов составляет не более 1% первичного потока Прямые поиски фотонов высокой энергии от возможных источников К. л. не дали пока определенного результата. Присутствие мезонов и нейтронов в первичной компоненте исключено, поскольку они нестабильны и должны распадаться на пути к Земле.

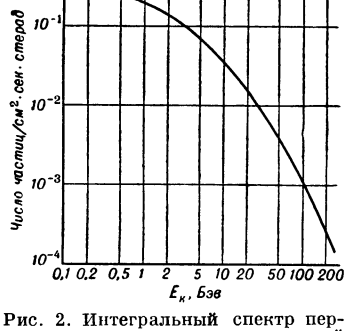


Рис. 2. Интегральный спектр первичных протонов космических лучей [3, стр. 336, рис. 1].

Большинство частиц первичных К. л. испытывает неупругие столкновения с ядрами атомов воздуха в верхних слоях атмосферы, образуя вторичное излучение. Их пробег до взаимодействия колеблется от 60 *г/см*^{2} (для протонов) до 21 *г/см*^{2} (для тяжелых ядер). Поэтому на высотах ниже 20 *км* К. л. практически полностью носят вторичный характер.

Взаимодействие первичного и вторичного излучений с веществом. Важнейшая задача исследования К. л. — изучение процессов взаимодействия первичного и вторичного излучений с веществом. В результате такого взаимодействия, по мере прохождения через атмосферу, энергия каждой отдельной частицы и всего излучения в целом уменьшается, и это в конечном счете приводит к полному поглощению К. л. В отличие от поглощения многих других видов излучения, взаимодействие К. л. с веществом и их поглощение приводят к фундаментальным качественным превращениям элементарных частиц.

Столкновения быстрых космич. частиц с ядрами атомов воздуха сопровождаются множественным рождением новых частиц, преимущественно π^-- и π^0-мезонов [«странные частицы» — К-мезоны и гипероны, возникают заметно реже, и их доля не превышает 15—20% всех продуктов взаимодействия при высоких энергиях]. При расщеплении ядер часто вылетают и малоэнергичные нуклоны, к-рые могут образовывать звезды, но не способны генерировать др. частицы. Быстрые продукты взаимодействия, в свою очередь, испытывают столкновения и взаимные превращения, в связи с чем полная картина возникновения вторичного излучения оказывается весьма сложной и многообразной.

Толщина земной атмосферы по массе в ~ 15 раз превышает ядерный пробег нуклонов высокой энергии; поэтому взаимодействия вторичных ядерно-активных частиц происходят многократно, и число их нарастает лавинообразно. Развитие такого ядерно-каскадного процесса идет за счет энергии первичной частицы, которая последовательно дробится между неск. поколениями вторичных частиц, образующих ливень К. л. Каскадное размножение практически заканчивается, когда энергия ядерно-активных частиц достигает $\sim 10^9$ *эв*. При этой энергии столкновения нуклонов с ядрами, сопровождающиеся возбуждением ядер, и процессы упругого рассеяния начинают преобладать над множественной генерацией.π-мезоны перестают участвовать в множественных процессах еще раньше, когда их пробег до распада (по схеме $\pi \to \mu + \nu$) сравнивается с ядерным пробегом. Нек-рая доля других нестабильных частиц, генерированных во взаимодействиях высокой энергии, также распадается, не успев испытать столкновение, что в конечном счете приводит к образованию электронов и нейтрино.

Параллельно с развитием ядерного каскада происходит его обрастание электронно-фотонной (мягкой) компонентой, образующейся гл. обр. при распаде π^0-мезонов, непосредственно генерируемых в ядерных взаимодействиях (нек-рая доля π^0-мезонов появляется при распаде тяжелых мезонов). Возникающие при распаде π^0-мезонов γ-кванты образуют электронно-позитронные пары и комптон-электроны, вызывая тем самым электронно-фотонный ливень, сопровождающий ядерный каскад. Исключительно малое время жизни π^0-мезонов ($\sim 10^{-16}$ *сек* в системе покоя) приводит к тому, что распад π^0-мезона на 2 γ-кванта происходит в непосредственной близости от места его зарождения. Соответственно, обрастание ливня электронно-фотонной компонентой начинается на самой ранней стадии развития ядерного каскада, что особенно заметно проявляется в веществах с большим атомным номером.

Кроме π^0-мезонов, источниками электронно-фотонной компоненты являются тормозные γ-кванты, быстрые δ-электроны и, наконец, лептонные продукты распада нестабильных мезонов. Каскадное размно-

жение электронно-фотонной компоненты происходит весьма бурно, так что средняя энергия частиц электронно-фотонного ливня быстро уменьшается. Ливень затухает, когда энергия его частиц сравнивается с критической энергией (для воздуха 72 *Мэв*), при к-рой ионизационные потери начинают преобладать над радиационными. Т. о., ливень космич. частиц содержит генетически связанные ядерную и электронно-фотонную компоненты, причем последняя составляет подавляющую долю К. л. на средних высотах (10—15 *км*).

На высотах гор и вблизи уровня моря, где генерирующая нуклонная компонента заметно ослаблена, основную роль в пополнении электронно-фотонной компоненты играет распад μ-мезонов по схеме $\mu \rightarrow e + \nu + \tilde{\nu}$. Экспериментальные данные указывают на то, что все вторичное космич. излучение в земной атмосфере возникает из ливней, к-рые носят электронно-ядерный характер. Деление ливней на широкие атмосферные, электронно-ядерные (взрывные, проникающие), узкие (локальные) и струи К. л. связано с различием в энергии образующей ливень первичной частицы, а также с тем, на какой стадии развития ливня производится его наблюдение. Наличие одиночных частиц во вторичной компоненте на высотах гор и уровне моря объясняется пространственным расхождением или поглощением других частиц ливня.

Центральную часть ливня формируют ядерно-активные частицы высокой энергии. Причина этого заключается в том, что в актах множественной генерации вторичным продуктам сообщается лишь незначительный поперечный импульс и их вылет совершается в узком конусе, ось к-рого сохраняет направление первичной частицы. Напротив, кулоновское рассеяние электронов приводит к заметному пространственному расхождению электронно-фотонной компоненты ливня, поперечные размеры к-рого могут по этой причине достигать неск. сотен *м* и даже больше (см. *Ливни широкие атмосферные*). Оценки энергии первичной частицы, основанные на изучении размеров широких атм. ливней, плотности частиц в них, а также на измерении интенсивности излучения Черенкова, сопровождающего эти ливни, показывают, что она может достигать 10^{13}—10^{19} *эв*. Спектр энергий широких атм. ливней дает информацию об энергетич. спектре наиболее быстрых первичных космич. частиц. Изучение ливней, в частности широких атм. ливней, позволяет восстановить характеристики элементарного акта при энергиях, к-рые находятся далеко за пределами возможностей совр. ускорителей частиц. Прямое исследование элементарных взаимодействий с помощью фотографич. эмульсий и камер Вильсона ограничивается энергией 10^{12} *эв* в силу трудностей регистрации этих относительно редких событий.

Изучение столкновений частиц высокой и сверхвысокой энергии в К. л. оказало прямое влияние на развитие представлений о взаимодействии элементарных частиц и привело к созданию различных теоретич. моделей процесса множественного рождения (см. *Множественные процессы*). Большинство этих моделей основывается на предположении, что при соударении нуклонов высокой энергии образуется короткоживущий возбужденный сгусток. Распад такого сгустка приводит к появлению новых частиц, число к-рых растет с увеличением энергии. Экспериментальные исследования последних лет в какой-то мере поколебали эти представления, поскольку было обнаружено, что во многих соударениях первичный нуклон сохраняет значит. долю своей энергии, иными словами, столкновения зачастую носят не «лобовой», а периферич. характер. Прогресс измерит. техники предоставил в руки экспериментаторов способы прямого измерения энергии заряженных частиц вплоть до 10^{12} *эв*, в связи с чем оказалось возможным непосредственно исследовать характеристики множественных процессов в системе координат, связанной с центром масс сталкивающихся нуклонов. При этом обнаружилось, что угловые распределения вторичных частиц не всегда симметричны. Этот факт не укладывается в рамки предположения о возникновении единого возбужденного сгустка и с определенностью указывает на более сложный характер процессов взаимодействия элементарных частиц при высоких и сверхвысоких энергиях.

Состав космических лучей на различных высотах. По мере углубления в атмосферу меняется как состав, так и интенсивность К. л. На больших высотах преобладающую роль играют процессы генерации ливней и образование вторичной ядерно-активной и электронно-фотонной компоненты. В дальнейшем с уменьшением энергии вторичных частиц ядерно-каскадные процессы затухают и общая интенсивность К. л. начинает падать благодаря ионизационному торможению и поглощению медленных частиц (рис. 3).

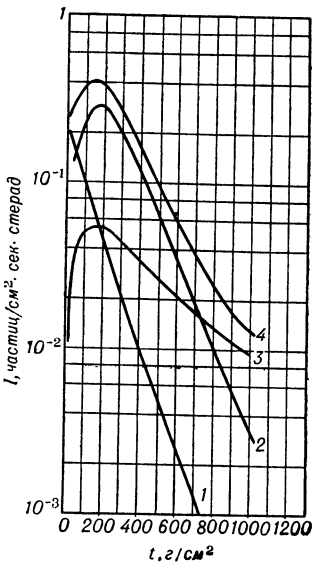


Рис. 3. Высотный ход интенсивности различных компонентов для 50° с. ш.: *1* — протоны и α-частицы; *2* — электронная компонента; *3* — μ-мезонная компонента; *4* — полная интенсивность [2, т. III, стр. 339, рис. 1].

Жесткая, проникающая компонента К. л. состоит в основном из релятивистских μ-мезонов. Ее образование происходит преимущественно в верхних и средних слоях атмосферы за счет распада вторичных заряженных π-мезонов (и отчасти К-мезонов) умеренной энергии, пробег которых до распада сравним с их ядерным пробегом. На долю жесткой компоненты приходится ок. 70% полной интенсивности К. л. на уровне моря. К. л. под землей целиком обусловлены μ-мезонами и образуемыми ими при прохождении грунта вторичными частицами и электронами распада.

Спектры импульсов μ-мезонов на различных высотах измерялись с помощью масс-спектрометров и камер Вильсона, помещенных в магнитное поле. Сравнение спектров на уровне моря и под землей позволяет проверить правильность представлений о механизме потерь энергии μ-мезонами в плотных веществах. Результаты этого сравнения показывают, что эффективное сечение ядерного взаимодействия μ-мезонов ничтожно мало (менее 10^{-29} *см*²/*нуклон*) и электромагнитные процессы оказываются практически единственной причиной потерь энергии. Т. о., именно очень быстрые μ-мезоны с энергией $> 10^{11}$ *эв*, способные проникать на большие глубины, ответственны за громадную проникающую способность К. л. (рис. 4).

Рис. 4. Зависимость интенсивности вертикального потока жесткой компоненты от глубины [2, т. 1, стр. 335, рис. 4].

Изменение интенсивности К. л. с глубиной связано с быстрым падением энергетического спектра μ-мезонов.

Изучение формы спектров μ-мезонов в атмосфере позволяет восстановить спектр генерировавших их π-мезонов и тем самым получить сведения о спектре генерации π-мезонов в элементарных взаимодействиях. Дифференциальные спектры не очень медленных μ- и π-мезонов, а также протонов К. л. подчиняются степенному закону с показателем $\gamma \sim -2{,}7$, повторяя форму высокоэнергичной части спектра первичных К. л.

Следствием протонно-ядерного характера первичных К. л. является заметное преобладание на всех высотах μ-мезонов положит. знака заряда. Положит. избыток, определяемый как отношение интенсивности μ^+- и μ^--мезонов $I_{\mu+}/I_{\mu-}$, меняется от 1,5 на высоте 10 *км* до 1,25 на ур. м.

Асимметрия направления вылета электронов распада остановившихся μ^+-мезонов указывает на их частичную поляризацию, к-рая для μ^+-мезонов с энергией несколько *Бэв* достигает 30—35% и связана с процессом их генерации в распадах π^+-мезонов и двухчастичных $K^+_{\mu 2}$-распадах.

Ядерно-активная компонента космич. излучения на высотах гор и уровне моря состоит в основном из протонов и нейтронов. Интенсивность π-мезонов и странных частиц не достигает сколько-нибудь заметной величины вследствие весьма короткого времени их жизни. Медленные протоны К. л. быстро останавливаются и поглощаются в атмосфере, тогда как не испытывающие ионизационных потерь медленные нейтроны замедляются до тепловых энергий в результате упругих и неупругих соударений с атомными ядрами. Убыль медленных нейтронов происходит за счет их поглощения, главным образом в реакции N^{14} (n, p) C^{14}.

Пользуясь данными о составе и энергетич. спектре первичных К. л., о составе и высотном ходе интенсивности вторичного излучения, а также о механизме взаимодействий и взаимопревращений элементарных частиц, можно рассчитать энергетич. баланс К. л., т. е. установить, в каком количестве энергия первичных К. л. передается вторичным компонентам и каков вклад различных механизмов рассеяния энергии в атмосфере Земли. Согласно таким расчетам, из потока энергии первичных частиц $\sim 1\,400$ *Мэв* $\cdot$ $\cdot$ *см*$^{-2}\cdot$ *сек*$^{-1}\cdot$ *стер*$^{-1}$ прибл. 615 *Мэв* $\cdot$ *см*$^{-2}\cdot$ *сек*$^{-1}\cdot$ *стер*$^{-1}$ теряется на ионизацию, примерно 232 *Мэв* $\cdot$ *см*$^{-2}\cdot$ *сек*$^{-1}$. $\cdot$ *стер*$^{-1}$ передается нейтрино и ок. 80 *Мэв* $\cdot$ *см*$^{-2}\cdot$ *сек*$^{-1}$. $\cdot$ *стер*$^{-1}$ затрачивается на возбуждение ядер. Энергия К. л. на уровне моря составляет 38 *Мэв* $\cdot$ *см*$^{-2}\cdot$ *сек*$^{-1}$. $\cdot$ *стер*$^{-1}$, т. е. всего лишь неск. процентов суммарной энергии первичных космич. частиц. Несовпадение энергетич. баланса следует отнести за счет неточности исходных данных и неполноты наших представлений о процессах, разыгрывающихся в атмосфере.

Т. о., ядра первичных К. л., проходя через земную атмосферу, испытывают сложную цепь превращений, в результате чего бо́льшая часть их энергии в конечном счете растрачивается на нагревание земной атмосферы благодаря процессам ионизационного торможения. Часть энергии в различных процессах распада передается нейтрино и антинейтрино, к-рые вновь уносят ее в мировое пространство. Ничтожная доля энергии расходуется на изменение изотопного состава атмосферы и земной коры.

Временные изменения интенсивности космических лучей. Интенсивность космич. излучения испытывает с течением времени слабые периодич. и непериодич. изменения. Несмотря на то, что этот эффект незначителен, интерес к вариациям интенсивности велик, поскольку такие исследования могут дать нек-рую информацию о происхождении К. л. и помочь установить их локальные источники в нашей Галактике или за ее пределами. Анализ таких вариаций позволяет получить ценные сведения о магнитных полях в космич. пространстве и на звездах, а также об их изменениях.

Многолетние наблюдения с помощью приборов непрерывной регистрации большой сетью станций позволили установить, что основные вариации интенсивности К. л. обусловлены как земными причинами (в первую очередь метеорологич. факторами), так и изменениями интенсивности во время т. н. солнечных хромосферных вспышек и магнитных бурь. К ним относится, в частности, изменение интенсивности в данной точке наблюдения, связанное с барометрич. давлением. Этот эффект составляет ок. 1,5% на 1 *см рт.ст.* и обусловлен изменением количества воздуха над точкой наблюдения (см. *Барометрический эффект*). К этой же категории вариаций относится т. н. температурный эффект (ок. 0,4% на 1° С). Он сказывается только на мезонной компоненте и вызван тем, что при нагревании и соответственном расширении атмосферы область генерации мезонов частицами первичной компоненты немного удаляется от поверхности Земли. В результате мезоны проходят больший путь и несколько бо́льшая доля их успевает испытать распад. Метеорологич. фактами обусловлены т. н. сезонные вариации интенсивности, достигающие 2—3% на умеренных широтах.

Наибольший интерес представляют внеатмосферные вариации интенсивности К. л., существование к-рых долгое время считалось спорным. По-видимому, солнечно-суточные вариации интенсивности К. л. не удается свести к чисто метеорологич. причинам. В ряде явлений, в к-рых атмосферные влияния исключались автоматически, суточные изменения сохранялись с амплитудой ок. 0,15—0,20%. Из вариаций внеземного происхождения лучше всего исследованы вариации солнечного происхождения, обусловленные процессами на Солнце и в солнечной системе. К ним относятся вариации, связанные с солнечной и магнитной активностью, 27-дневные вариации, вариации, связанные с магнитными бурями, и т. п. Генерация К. л. на Солнце также накладывает отпечаток на интенсивность потока К. л., приходящих на Землю из нашей Галактики, а также из др. галактик, и приводит к вариации интенсивности.

Поскольку господствующей является точка зрения о галактич. происхождении К. л., особый интерес представляют поиски возможной анизотропии потока галактических К. л. Благодаря вращению Земли такая анизотропия проявилась бы как звездно-суточная вариация интенсивности К. л. Однако ее существование нельзя считать установленным; если она и существует, то ее амплитуда меньше 1%. Также не было установлено существование вариаций внегалактич. происхождения, к-рые могли бы иметь место при анизотропии внегалактич. частиц в связи с вращением Галактики.

За последние 20 лет благодаря службе непрерывной регистрации наблюдалось неск. очень сильных возрастаний интенсивности К. л., к-рые наз. большими вспышками. Очень интенсивная вспышка произошла 23 февраля 1956 г. Она была зафиксирована многими лабораториями, регистрирующими различные компоненты К. л. В нек-рых пунктах наблюдалось увеличение интенсивности К. л. более чем в 2 раза, а на границе атмосферы — в сотни раз. В то же время была обнаружена большая вспышка на Солнце, к-рая и спровоцировала вспышку интенсивности К. л. Большие вспышки представляют значит. интерес, т. к. показывают, что на Солнце

или вблизи Солнца генерируются частицы с энергией в неск. миллиардов *эв*. Изучение механизма генерации этих частиц может оказать существенную помощь теории происхождения К. л.

Пояса радиации (подробнее см. *Радиационные пояса*). Околоземные радиационные пояса открыты во время первых полетов искусственных спутников Земли и космич. ракет в 1958 г. Они представляют собой две пространственно разделенные окружающие Землю зоны с резко повышенной концентрацией ионизирующего излучения (рис. 5). Существование поясов радиации обусловлено захватом и

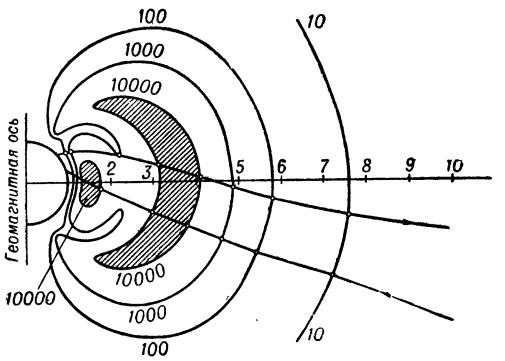


Рис. 5. Околоземные радиационные пояса (сечение по геомагнитному меридиану). Линии постоянной интенсивности обозначены числами 10, 100, 1 000 и 10 000, соответствующими скорости счета счетчика. Единицей масштаба является радиус Земли $r = 6\,371$ *км*. Линиями со стрелкой обозначена траектория полета космич. ракеты [5, т. 3, стр. 6, рис. 1].

удержанием заряженных космич. частиц магнитным полем Земли, как это следует из теории геомагнитных эффектов. Внутренний пояс радиации удален от Земли в экваториальной плоскости на расстояние от 600 до 6000 *км*, но его «рукава» спускаются значительно ближе к земной поверхности (до $\sim$ 300 *км*) в области магнитных аномалий в южной части Атлантики. Внешний пояс лежит значительно выше, на расстоянии примерно от 20 000 до 60 000 *км*, приближаясь к Земле до 300—1 500 *км* на широтах 55—70°. Природа излучения в обеих зонах существенно различна. Внутренний пояс в основном содержит протоны с энергией от 100 *Мэв* и ниже, интенсивность к-рых составляет ок. 10^2 *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}\cdot$*стер*$^{-1}$, и электроны с энергией до 1 *Мэв*. Внешний пояс состоит почти исключительно из электронов с энергией ниже 100 *кэв*, поток которых в его центре $\sim 10^9$ *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}\cdot$*стер*$^{-1}$. Происхождение внутр. пояса, по-видимому, связано с распадом нейтронов обратного потока (альбедо) К. л. Внешний пояс образуется за счет электронов солнечного происхождения, проникающих в окрестности Земли. На это указывают резкие изменения его границ, связанные с возмущением активности Солнца. Имеются данные о существовании 3-го радиационного пояса, образованного при захвате очень мягких электронов ($\sim$10 *кэв* и ниже) из корпускулярных потоков, идущих от Солнца. Образование поясов радиации должно быть характерно для всех небесных тел, имеющих магнитное поле. Согласно данным, полученным с помощью 2-й советской космич. ракеты, Луна не имеет своего магнитного поля. Поэтому зоны корпускулярного излучения вокруг нее отсутствуют.

Происхождение космических лучей. Гипотезы о происхождении К. л. опираются на данные о первичном излучении и на радиоастрономич. данные. По совр. представлениям, К. л. имеют в основном галактич. происхождение. Частицы очень высоких энергий (выше 10^{17} *эв/нуклон*), возможно, зарождаются вне нашей Галактики. Нек-рая доля сравнительно мягких К. л. приходит от Солнца.

Радиоастрономические данные о распределении в Галактике источников нетеплового радиоизлучения, представляющего собой синхротронное (магнитотормозное) излучение релятивистских электронов, свидетельствуют о том, что наиболее мощными источниками являются галактич. туманности — оболочки сверхновых звезд, в первую очередь Крабовидная туманность (Телец А), Кассиопея А, оболочка сверхновой I С 443, Волокнистая туманность в созвездии Лебедя и Центральная радиообласть Галактики. Электроны, создающие магнитотормозное радиоизлучение, в значит. мере генерируются в результате распада π-мезонов, возникающих при соударениях К. л. с ядрами атомов межзвездной материи, или образуются непосредственно при расширении оболочек сверхновых звезд. По этой причине центры мощного радиоизлучения соответствуют скоплениям плотности К. л. и отождествляются с их источниками.

Теоретич. анализ показывает, что ускорение К. л. может происходить систематич. образом (бетатронный механизм ускорения в растущем во времени магнитном поле) или статистически, при встречах с движущимися неоднородностями магнитного поля. Начальная инжекция частиц скорее всего вызывается ударными волнами, возникающими в результате столкновений газовых масс при взрыве сверхновых звезд. Т. о., энергия К. л. в конечном счете черпается из ядерной энергии этих взрывов.

Наблюдаемый хим. состав первичных К. л. с характерным избытком тяжелых элементов, по-видимому, объясняется преимущественным ускорением тяжелых ядер ($Z > 20$) в источниках К. л. Анализ возможных механизмов показывает, что если само ускорение происходит достаточно быстро, то необходимая для этого начальная энергия (порог инжекции) оказывается значительно ниже для тяжелых ядер. Универсальность формы энергетич. спектра первичных К. л., вероятно, отражает характер динамики процессов в турбулентной плазме, где происходит ускорение. Появление легких элементов в составе К. л. вызывается расщеплением тяжелых ядер во взаимодействиях с ядрами атомов межзвездного газа. Изотропия потока К. л. у Земли связана с изменением их первоначального направления во время длительного блуждания в галактических магнитных полях.

Состав первичных космических лучей 2,5 *Бэв/нуклон* $\leq E \leq 10^{13}$ *Бэв/нуклон*.

Группа ядер	Обозначение	Заряд Z	Ср. число нуклонов	Поток частиц *	% в общем потоке
Протоны	p	1	1	1 300	92,9
Ядра гелия	α	2	4	88	6,3
Легкие	L	3—5	10	1.9	0,13
Средние	M	6—9	14	5,6	0,4
Тяжелые	H	$\geqslant$10	31	2,5	0,18
Сверхтяжелые	VH	$\geqslant$20	51	0,7	0,05

* *м*$^{-2}\cdot$*стерад*$^{-1}\cdot$*сек*$^{-1}$.

Лит.: 1) Добротин Н. А., Космические лучи, М., 1954; 2) Физика космических лучей, под ред. Дж. Вильсона, пер. с англ., т. 1—3, М., 1954—58; 3) Физика элементарных частиц и космических лучей, под ред. Дж. Вильсона и З. Воутуйзена, пер. с англ., М., 1960; 4) Дорман Л. И., Вариации космических лучей, М., 1957; 5) Труды международной конференции по космическим лучам. Июль 1959 г., т. 1—4, М., 1960; 6) Вернов С. Н. и Чудаков А. Е., «УФН», 1960, т. 70, вып. 4, с. 585; 7) Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., там же, 1960, т. 71, вып. 3, с. 411; 8) Яносси Л., Космические лучи, пер. с англ., М., 1949; 9) Беленький С. З., Лавинные процессы в космических лучах, М.—Л., 1948; 10) Waddington H., в кн.: Progress in nuclear physics, v. 8, L. — [a. o.], 1960; 11) Rochester G. D., Wil-

son J. G., Cloud chamber photographs of the cosmic radiation, L., 1952; 12) Progress in elementary particle and cosmic ray physics, v. 5, Amst., 1960.

А. И. Алиханьян, Г. И. Мерзон.

КОСМИЧЕСКОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ — см. *Радиоастрономия.*

КОСМОГОНИЯ — наука о происхождении и развитии небесных тел и их систем; раздел астрономии. К делится на 2 части: планетную К., изучающую происхождение тел Солнечной системы, и звездную К., посвященную происхождению звезд. Научные выводы К. опираются на данные других разделов астрономии, а также физики; планетная К., кроме того, базируется на данных геофизики, геохимии, геологии.

В 1-й половине 20 в. развитие планетной космогонии характеризуется переходом от гипотезы Канта—Лапласа к т. н. гипотезам катастрофического характера, а затем, когда была вскрыта их несостоятельность, — к представлениям о постепенном росте планет вследствие выпадения на них окружающего рассеянного вещества. В 1943—44 гг. появились гипотезы К. Вейцзекера и О. Ю. Шмидта. Вейцзекер, рассматривая допланетное облако как сплошную среду, предположил, что в нем существовала турбулентность, к-рая привела к регулярной системе вихрей; между вихрями образовались уплотнения, из к-рых затем выросли планеты. Однако представления Вейцзекера о турбулентности и упорядоченной системе вихрей не были обоснованы. Более того, установлено, что возрастание в Солнечной системе момента количества движения с расстоянием от Солнца придает ей устойчивость против турбулентности. Дж. Койпер (1949 г.) выдвинул гипотезу о возникновении в облаке в результате гравитационной неустойчивости массивных протопланет, к-рые затем превратились в планеты, потеряв бо́льшую часть своей массы вследствие диссипации легких элементов. Однако и эта гипотеза встречается с серьезной трудностью: предполагаемая масса облака (ок. 0,1 массы Солнца) недостаточна для возникновения гравитационной неустойчивости в газовом веществе облака. Близкие к Койперу взгляды (но в предположении, что масса облака была не меньше массы Солнца) были развиты В. Г. Фесенковым (1951 г.).

О. Ю. Шмидт на основании анализа закономерностей Солнечной системы пришел к заключению, что планеты образовались путем объединения большого числа твердых тел. В работе Л. Э. Гуревича и А. И. Лебединского (1950 г.) показано, что рой тел мог образоваться в результате уплощения пылевой составляющей допланетного облака из-за неупругих столкновений частиц и образования в ней (вследствие гравитационной неустойчивости) многочисленных пылевых сгущений, превратившихся затем в твердые тела.

Вывод О. Ю. Шмидта о том, что Земля первоначально была холодной и лишь постепенно разогревалась радиоактивным теплом, оказал большое влияние на дальнейшее развитие геофизики и геологии. При дальнейшей разработке теории Шмидта была произведена количественная оценка механизма роста планет. В частности, было вычислено, что Земля практически достигла совр. массы за $2 \cdot 10^8$ лет. К концу этого периода темп-ра в центре Земли составляла ок. 1 000°, поверхность же ее была холодной. Изучение термич. истории Земли (Е. А. Любимова, Б. Ю. Левин) показало, что радиоактивное тепло постепенно разогрело недра Земли до темп-ры в неск. тыс. градусов. Это привело к частичному выплавлению более легкоплавких веществ, выдавливанию их вверх и образованию земной коры, обогащенной радиоактивными элементами. Изучение хим. эволюции Земли подтвердило вывод о первоначально холодной и разогревающейся Земле и опровергло старую концепцию о горячем начальном состоянии Земли (А. П. Виноградов, 1959 г.).

В процессе роста планет вокруг них образовались рои частиц, из к-рых, аналогично образованию самих планет, сформировались спутники планет. Луна образовалась на значительно более близком расстоянии от Земли, чем она находится сейчас. Юпитер и Сатурн на заключит. стадии их роста присоединили к себе значит. количество газообразного водорода. Массивные зародыши больших планет вызывали своим тяготением сильные возмущения в движении др. тел. Часть этих тел была выброшена совсем из Солнечной системы, а часть, подвергшись повторным возмущениям со стороны ближайших к Солнцу звезд, стала двигаться вокруг Солнца на больших от него расстояниях, образовав облако комет.

Изучение малых тел Солнечной системы (кометы, метеоры, метеориты, астероиды) позволяет выяснить физич. условия, при к-рых происходило формирование планет. Большое количество замерзших летучих веществ в составе комет свидетельствует об их формировании на периферии Солнечной системы при очень низких темп-рах. Очень сложную и разнообразную структуру обнаруживают метеориты. Изучение состава и структуры метеоритов (Г. Юри, 1952 г.) показало, что метеориты входили ранее в состав тел астероидных размеров, подвергавшихся неоднократному дроблению и повторному объединению. На основании этих данных Юри независимо от О. Ю. Шмидта пришел к заключению об образовании планет земной группы путем аккумуляции твердого вещества.

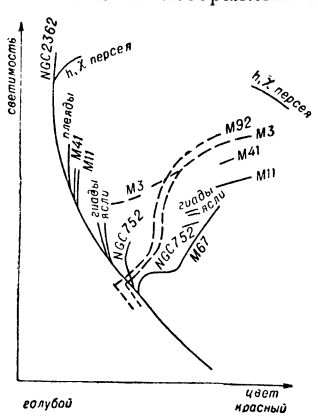
Дальнейшей разработки требуют вопросы планетной К., относящиеся к области физики и химии: выяснение возможности слипания частиц при столкновениях, намерзания на частицах летучих веществ, образования при крайне низких темп-рах и давлениях свободных хим. радикалов и др.

Другая часть проблемы планетной К. — вопрос о возникновении около Солнца облака, из к-рого сформировались планеты, остается менее ясной. Шмидт выдвинул гипотезу о захвате облака Солнцем извне и показал возможность захвата в гиперболич. задаче трех тел. Более распространено представление о совместном образовании Солнца и облака в едином процессе. Но при этом трудно объяснить, почему на долю Солнца приходится только сотая часть общего момента количества движения. Х. Альфвен (1941 г.), предполагая, что облако было захвачено Солнцем, высказал идею о передаче момента от Солнца к частично ионизованному облаку посредством магнитного поля. На основе этой идеи Ф. Хойл (1955 г.) развил гипотезу совместного образования Солнца и облака из сжимающегося газового сгущения. После наступления ротационной неустойчивости отделившееся от центрального сгустка (будущего Солнца) кольцо остается связанным с ним магнитным полем, что обеспечивает передачу момента от сгустка к кольцу.

Эволюция звезд связана с необратимыми изменениями в их внутр. строении, сопровождающими освобождение ядерной и гравитационной энергии, излучаемой с поверхности. Структура звезды определяется условиями механического и теплового равновесия, т. е. при данной массе зависит от молекулярного веса, источников энергии и скорости теплопередачи. Молекулярный же вес при полной ионизации зависит прежде всего от соотношения водорода и гелия; примесь других элементов обычно мала. Выделение энергии может происходить за счет превращения водорода в гелий при протон-протонной реакции (pp) и углеродно-азотном цикле Г. Бете

(CN), превращения гелия в углерод и др. Скорость реакции в принципе определяется хим. составом звезды и физ. условиями в ней. Теплопередача зависит от коэфф. поглощения излучения и тормозного рассеяния на электронах. Прибавление к водороду гелия уменьшает поглощение, что приводит к увеличению светимости (полной излучаемой энергии), а примесь тяжелых элементов действует в обратном направлении, но в меньшей степени. Зная основные параметры звезды, можно путем вычислений определить ее внутр. строение и найти светимость и радиус или определяемую потоком с 1 $см^2$ эффективную темп-ру поверхности. Эту темп-ру можно связать со спектром или цветом звезды.

Совокупности звезд одного возраста и разных масс определяют на диаграмме спектр — светимость (или цвет—светимость) последовательности, положение к-рых зависит от хим. состава звезд совокупности и от того, однородна ли звезда или у ней имеется резко ограниченное ядро большого мол. веса. Сравнение этих теоретич. последовательностей с наблюдаемыми на реальных *спектр—светимость диаграммах* позволяет определить внутр. состав звезд и тип их внутр. строения. Однако практически это можно сделать (грубо) только для протон-протонной реакции и углеродно-азотного цикла; остальные реакции еще плохо изучены. Для такого сравнения удобны звездные скопления, члены к-рых образовались почти одновременно, но прошли разную часть жизненного пути; изучение таких звезд облегчается тем, что расстояние до них практически одинаково. На рис. сплошными линиями изображены последовательности, соответствующие рассеянным скоплениям, расположенным вблизи плоскости Галактики (и относящихся, таким образом, к т. н. плоским подсистемам Галактики), а пунктиром — диаграммы шаровых скоплений, не концентрирующихся в плоскости Галактики (сферич. подсистемы). Общая диагональ рассеянных скоплений (главная последовательность), идущая на диаграмме из левого верхнего в правый нижний угол, совпадает приблизительно с теоретич. последовательностью гомогенных звезд, состав которых подобен составу внешних слоев Солнца (прибл. 20% гелия по массе). В нижней части последовательности действует протон-протонная реакция, в массивных более горячих звездах — углеродно-азотный цикл Бете. Ветви гигантов в верхней правой части соответствуют гетерогенным звездам с небольшим ядром, состоящим в основном из гелия, и с протяженной разреженной водородной оболочкой.



Сводная схематическая диаграмма цвет — светимость (по А. Сандиджу).

Сопоставление расчетов и наблюдений позволяет нарисовать следующую вероятную картину эволюции звезд, развиваемую М. Шварцшильдом, Ф. Хойлом, А. Сандиджем и др. Выгорание водорода в центре звезды постепенно увеличивает мол. вес и, следовательно, центральную плотность и темп-ру. При этом светимость и радиус растут, звезда перемещается на диаграмме вверх и вправо. С повышением темп-ры в звездах главной последовательности становится все более существенным углеродно-азотный цикл. Выделение энергии при этом цикле так резко зависит от темп-ры, что лучистая теплопроводность не может обеспечить устойчивое равновесие; образуется конвективная зона. Вне ее водород не участвует в реакции, внутри — выгорает равномерно. Получается гетерогенная звезда с уплотняющимся ядром и расширяющейся оболочкой. Вследствие того что водород в ядре истощается и энергия выделяется только на его периферии, ядро становится изотермическим и сжимается до вырожденного состояния. В зависимости от массы звезды, в ядро переходит от 12% до 50% ее вещества, после чего темп-ра достигает 120—140 млн. градусов и начинаются гелиевые реакции. Выделение энергии раздувает ядро, и вырождение снимается. Процесс осложняется тем, что у красных гигантов развивается протяженная внешняя конвективная зона, связанная с частичной ионизацией водорода. Развитие субкарликов происходит качественно подобным же образом, но светимость их по достижении ими стадии гигантов больше. После этой стадии они переходят на горизонтальную ветвь, происхождение к-рой неясно. Эволюция звезд небольшой массы заканчивается отделением оболочки в виде планетарной туманности, а ядро превращается со временем в белого карлика — сверхплотную звезду без источников энергии, сжатие к-рой приостанавливается. При большей массе звезды давление недостаточно для равновесия и сжатие практически не ограничивается; в этом случае развитие звезды приводит к ее неустойчивости и завершается взрывом — вспышкой сверхновой звезды. Скорость эволюции зависит от отношения скорости выделения энергии к массе звезды, к-рое приблизительно пропорционально квадрату массы. Массивные звезды развиваются за несколько млн. лет, звезды типа Солнца — за 7—8 млрд., а красные карлики — за 10^{10}—10^{11} лет. В процессе эволюции звезды, особенно горячие, могут терять часть массы путем ее истечения, что несколько изменяет кривую их развития. Чем старше скопление, тем меньше максимальная масса оставшихся звезд. Это объясняет различие главных последовательностей на диаграмме спектр — светимость у разных рассеянных скоплений. Отклонение верхних концов последовательностей вправо — результат выгорания водорода в ядре. Наличие скоплений с массивными звездами показывает, что в плоской подсистеме Галактики звездообразование продолжается и в наст. время. Об этом же свидетельствует наличие *звездных ассоциаций*, включающих горячие звезды, а также нек-рые типы переменных звезд (В. А. Амбарцумян, 1947 г.). Ассоциации распадаются вследствие гравитационной неустойчивости за 5—10 млн. лет, и, следовательно, наблюдаемые сейчас ассоциации образовались сравнительно недавно. В сферич. подсистеме массивных звезд нет, верхний конец последовательности субкарликов соответствует возрасту 15—20 млрд. лет. Следовательно, звезды сферич. подсистемы — старые, они образовались в 1-й период жизни Галактики.

Наиболее распространено мнение, что звезды плоской подсистемы образуются из холодных плотных масс межзвездного газа. Это подтверждается тем, что молодые звезды встречаются только в тех частях Галактики и только в тех галактиках, где имеется достаточно плотный межзвездный газ. Промежуточной стадией между газом и звездой являются, повидимому, сравнительно небольшие по размерам плотные газово-пылевые глобулы, наблюдаемые вблизи горячих туманностей. Возможно, что их первоначальное сжатие связано с взаимодействием горячего и холодного газов. В очень молодых скоплениях звезды малой массы располагаются не на главной последовательности, а выше. Это означает, что их радиус больше нормы, т. е. что звезды еще не сжались

до равновесия. Для нек-рых моделей был изучен процесс гравитационного сжатия. Оказалось, что он продолжается значительно меньше, чем последующая эволюция от главной последовательности; причем скорость сжатия сильно увеличивается с массой. В. А. Амбарцумян на основании того, что самые молодые звезды часто составляют распадающиеся системы с положит. энергией (а также других фактов), считает, что звезды образуются не из диффузной среды, а путем распада сверхплотных тел неизвестной природы. Из подобных же тел образуются, по его мнению, галактики.

В процессе эволюции звезд часть входящего в их состав водорода превращается в гелий, а на более поздней стадии — в ядрах красных гигантов и особенно в сверхновых звездах — формируются тяжелые элементы. После рассеяния отделившихся от звезд оболочек эти элементы входят в состав межзвездного газа, так что доля тяжелых элементов растет. При каждом цикле звезда — межзвездный газ — звезда часть вещества превращается в белые карлики и в звезды малой массы и т. о. исключается из круговорота. Поэтому содержание газа в галактике должно уменьшаться со временем. Скорость процесса определяется в этом случае скоростью звездообразования, к-рая, судя по относит. распределению газа и горячих звезд, пропорциональна приблизительно квадрату плотности газа.

Вследствие того, что движения газа сопровождаются переходом кинетич. энергии в тепло, общее количество ее уменьшается, газ собирается в места наименьшего потенциала. Если галактика вращается медленно, газ собирается в центре, где плотность сильно возрастает, и скорость звездообразования велика. Такие галактики должны иметь форму сфероидов, звезды в них значительно гуще располагаются вблизи центра. Подобные галактики (т. н. эллиптические) составляют большинство. Если же галактика вращается быстро, то газ оседает в плоскости галактики, уплотнение его не так велико и звездообразование происходит медленнее. Этому способствует магнитное поле, к-рое увеличивает устойчивость газовых образований. Образовавшиеся таким образом галактики напоминают нашу спиральную Галактику, где еще сохранился газ в виде тонкого слоя и образуются молодые звезды. Сферич. распределение старых звезд отражает, по-видимому, распределение газа в 1-й период существования Галактики. В галактиках очень малой массы плотность газа мала с самого начала, звезды образуются медленно и газ сохраняет первоначальный состав, так что молодые звезды бедны тяжелыми элементами, подобно старым звездам в нашей Галактике. К таким неправильным галактикам относятся, напр., наши ближайшие соседи — Магеллановы Облака. Образование звезд, галактик и скоплений галактик часто связывают с гравитационной неустойчивостью газа.

Изложенная общая картина еще очень груба и недостаточно обоснована, но она позволяет с единой точки зрения подойти к пониманию множества совершенно различных фактов и более целеустремленно планировать новые исследования.

Лит.: 1) Шмидт О. Ю., Четыре лекции о теории происхождения Земли, 3 изд., [М.], 1957; 2) Левин Б. Ю., Происхождение Земли и планет, 2 изд., М., 1956; 3) Симпозиум о происхождении Земли и планет, в сб.: Вопросы космогонии, т. 7, М., 1960; 4) Сафронов В. С., Достижения планетной космогонии, «Природа», 1959, № 7, с. 58; 5) Левин Б. Ю., Развитие планетной космогонии, там же, 1959, № 10, с. 19; 6) Джонс Г. С., Происхождение солнечной системы, в кн.: Физика и химия Земли, сб. статей, пер. с англ., [т. 1], М., 1958; 7) Виноградов А. П., Химическая эволюция Земли, М., 1959; 8) Шварцшильд М., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1961; 9) Струве О., Эволюция звезд, пер. с англ., М., 1954; 10) Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звезд, М., 1959; 11) Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1959; 12) Амбарцумян В. А., Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, 1947; 13) его же, Явление непрерывной эмиссии и источники звездной энергии, «Сообщ. Бюраканской обсерватории», 1954, вып. 13; его же, Об эволюции галактик, «Изв. АН Арм. ССР», 1958, т. 11, № 5; 14) Kuiper G. P., в кн.: Astrophysics. A topical symposium, N. Y., 1951, ch. 8.

В. С. Сафронов, С. Б. Пикельнер.

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ (космическая постоянная) — постоянная Λ, введенная из космологич. соображений А. Эйнштейном в найденные им уравнения поля *тяготения*:

$$G_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} G = -\varkappa T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu},$$

где $g_{\mu\nu}$ и $G_{\mu\nu}$, соответственно, — метрич. тензор и свернутый тензор кривизны пространственно-временно́го континуума, $G = G^{\alpha}_{\alpha}$, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии и импульса, являющийся функцией состояния среды и исчезающий в вакууме, $\varkappa$ — постоянная тяготения Эйнштейна, равная $8\pi\gamma/c^2$, где γ — постоянная тяготения Ньютона, а c — фундаментальная скорость. (Приведенные или нек-рые другие оговорки относительно $T_{\mu\nu}$ необходимы для однозначности определения этого тензора и космологич. члена, т. е. $\Lambda g_{\mu\nu}$.)

Цель введения К. п. (и притом положительной) состояла в том, чтобы получить ур-ния, удовлетворяющие требованию относительности инерции, т. е. не допускающие мира без масс, и вместе с тем допускающие не пустую однородную статическую модель вселенной (модель Эйнштейна, см. *Космология*).

Однако дальнейшие исследования показали, что, во-первых, ур-ния Эйнштейна с $\Lambda > 0$ не удовлетворяют требованию относительности инерции так же, как и ур-ния с $\Lambda = 0$ или $\Lambda < 0$: ур-ния с любой К. п. допускают мир без масс, но при $\Lambda \neq 0$ метрика этого мира не галилеева; во-вторых, уравнениям Эйнштейна удовлетворяет множество нестационарных непустых моделей, причем модель Эйнштейна оказалась неустойчивой; кроме того, результаты наблюдений указывают на нестатичность вселенной в известной нам ее части (см. *Красное смещение*). Т. о., соображения, приведшие к введению К. п., оказались несостоятельными, и сам Эйнштейн, а за ним и большинство физиков и многие космологи возвратились к ур-ниям без космологич. члена; тем не менее выяснилось, что ур-ния Эйнштейна с космологич. членом представляют собой, при весьма широких предположениях, наиболее общий вид общерелятивистских уравнений поля тяготения, не содержащих производных от метрического тензора выше 2-го порядка. Поэтому в ряде случаев до сих пор пользуются ур-ниями Эйнштейна с космологич. членом, либо оставляя вопрос о значении и знаке К. п. открытым, либо производя те или иные оценки из эмпирич. или теоретич. соображений. Нек-рые космологи полагают $\Lambda > 0$, чтобы получить более долгую шкалу времени в космологии. Однако совр. данные внегалактич. астрономии неблагоприятны для предположения, что К. п. положительна. К. п. была введена в ур-ния аналогично тому, как К. Нейман ввел постоянную Λ в ур-ние Пуассона, чтобы устранить *гравитационный парадокс* предположением поглощения гравитации:

$$\nabla^2\Phi = -4\pi\gamma\rho + \Lambda\Phi.$$

Ввиду того что в ньютонианском приближении $g_{00} = 1 - 2\Phi/c^2$, причем $\Phi/c^2 \ll 1$, физич. смысл К. п. в ур-ниях Эйнштейна иной: член с К. п. (космологич. член) соответствует дополнительным, сверх ньютонианских сил притяжения, космич. силам, пропорциональным расстоянию; при $\Lambda > 0$ это — силы отталкивания, при $\Lambda < 0$ — силы притяжения. В упомянутом приближении ур-ниям Эйнштейна с космологич. членом соответствует ур-ние:

$$\nabla^2\Phi = -4\pi\gamma\rho + \Lambda c^2.$$

Лит. см. при ст. *Космология*, №№ 11, 12, 16, 18.

А. Л. Зельманов.

КОСМОЛОГИЯ — учение о вселенной как целом, включающее в себя теорию всей охваченной астрономич. наблюдениями области как части вселенной. Проблема развития этой части вселенной связывает К. с *космогонией*. Современная К. — раздел астрономии, тесно связанный с физикой и затрагивающий коренные философские проблемы. Она опирается на эмпирич. сведения о строении, свойствах и поведении наблюдаемой части вселенной, на основные физич. законы, а в характерных для К. далеко идущих обобщениях — также на общие философские соображения. Совр. К. рассматривает распределение, взаимодействие и движение масс в мировом пространстве, его геометрич. свойства, превращения энергии во вселенной. Наиболее существенную роль в совр. К. играет теория тяготения.

1. Нерелятивистские теории. Космологич. воззрения составляли существенный элемент древнегреч. философии. Астрономич. системы мира — системы Птолемея, Коперника и др. — были, по существу, космологич. моделями: это были теории планетной системы и вместе с тем схемы вселенной как целого. К. в современном смысле (физ. К.) стала возможной лишь с созданием классич. физики. Дорелятивистская физ. К. соответствует эпохе изучения мира звезд до открытия мира галактик. Начало изучения последнего совпадает с появлением релятивистской К.

В дорелятивистских космологич. применениях термодинамики вселенную как целое обычно рассматривали в качестве такой термодинамически замкнутой системы, для к-рой существует достижимое состояние термодинамического (статистич.) равновесия. Вся охваченная наблюдениями область, очевидно, не находится в таком состоянии, и в ее масштабах энтропия возрастает. Одно из первых предположений заключалось в том, что то же верно для всей вселенной. Но в этом случае вселенная должна стремиться к указанному состоянию так, что термодинамич. процессы в ней постепенно затухают и не могут продолжаться неограниченно долго в сколь угодно больших масштабах (гипотеза «тепловой смерти вселенной» Р. Клаузиуса). Поскольку же упомянутое состояние еще не успело установиться, оставалось предположить, что и в прошлом эти процессы не могли протекать неопределенно долго. В качестве выхода из возникшего затруднения, ставшего поводом для теологических выводов, была указана другая возможность, состоящая в том, что вселенная как целое вечно находится в состоянии статистич. равновесия, а вся охваченная наблюдениями ее часть расположена внутри области гигантской, ныне угасающей флуктуации (флуктуационная гипотеза Л. Больцмана [1]). В приведенных термодинамич. выводах тяготение игнорировалось. Учет его привел к новым затруднениям.

Оказалось, что закон тяготения Ньютона без к.-л. дополнений или изменений достаточен лишь для таких распределений массы во вселенной, при к-рых неограниченный переход ко все бо́льшим объемам сопровождается неограниченным же и достаточно быстрым убыванием плотности; при любых др. распределениях этот закон не приводит к определенным конечным значениям для гравитационных ускорений (см. *Гравитационный парадокс*).

Среди распределений массы, для к-рых закон Ньютона достаточен (для к-рых, иначе говоря, гравитационный парадокс не имеет места), известны и конфигурации, находящиеся в состоянии термодинамич. равновесия: таковы т. н. изотермич. сферы Эмдена, обладающие бесконечными радиусами и массами [2]. Возможны, очевидно, и распределения, для которых указанное состояние достижимо. Однако для других распределений масс (для которых также достаточен закон Ньютона) состояние статистического равновесия либо недостижимо, так что приближение к нему продолжается вечно, либо вообще не существует, причем возрастание энтропии сопровождается вечной неограниченной диссипацией частиц или тел во вселенной («опустение вселенной», А. Эйнштейн). Лишь эти возможности допустимы, в частности, и для иерархич. структур типа К. Шарлье [3], среди которых существуют распределения масс, не имеющие, в отличие от сфер Эмдена, центра. Эти структуры, для которых также достаточен закон тяготения Ньютона, представляют собой бесконечные последовательности космич. систем разных порядков, причем система порядка $i + 1$ состоит из систем порядка i, где i принимает все целочисленные значения от 0 до ∞, а массы M_i и радиусы R_i систем (предполагаемых сферическими) удовлетворяют неравенствам:

$$\frac{M_{i+1}R_i^2}{R_{i+1}^2 M_i} \leqslant Q < 1.$$

Такие структуры не могут находиться в состоянии статистич. равновесия и должны вечно разрушаться.

Еще одну трудность дорелятивистской К. составляет *фотометрический парадокс*. Он состоит в утверждении, что при повсеместном и вечном наличии излучающих звезд во вселенной яркость неба должна равняться нек-рой средней поверхностной яркости звезд и, т. о., быть по порядку величины близкой к поверхностной яркости Солнца (яркость того же порядка должна создаваться уже звездами, находящимися внутри достаточно большой ограниченной области). Фотометрич. парадокс получается при распределениях звезд, аналогичных распределениям масс, приводящим к гравитационному парадоксу, в (молчаливом) предположении статичности вселенной. Наилучшим способом устранения фотометрич. парадокса в дорелятивистской К. были схемы типа структур Шарлье: они и были предложены в качестве простейших моделей, не приводящих к гравитационному и фотометрич. парадоксам. Т. о., в дорелятивистской К. не было предложено моделей вселенной, не имеющих центра и вместе с тем свободных от гравитационного и фотометрич. парадоксов и статистико-физич. (термодинамич.) затруднений.

В связи с изложенными затруднениями, а также в связи с идеей единственности нашей Галактики, т. е. с отрицанием существования др. галактик, в дорелятивистской К. (19 в. — нач. 20 в.) были сделаны попытки применения неевклидовой геометрии и ревизии закона тяготения Ньютона. В наст. время эти попытки представляют лишь историч. интерес.

Космологич. парадоксы, иерархич. структура и флуктуационная гипотеза рассматривались и после появления релятивистской К., в связи с нею или независимо от различия между нею и дорелятивистской К. Схему иерархической структуры развивали Шарлье и Селети [2, 3]. В. Г. Фесенков [4] обобщил эту схему путем учета темной материи, рассеивающей свет звезд и тем самым повышающей яркость неба, и сформулировал условия отсутствия фотометрич. парадокса в этом случае. В. А. Амбарцумян [5] ввел требование, согласно к-рому быстрота развития космич. системы, вообще говоря, тем ниже, чем выше ее порядок, и, т. о., поставил вопрос о взаимоотношении систем разных (смежных) порядков вне зависимости от парадоксов. К этому же вопросу относится идея, согласно к-рой движения внутри космич. системы должны мало зависеть от воздействия систем более высоких порядков [6]. В связи с гипотезой иерархич. структуры рассматривался также вопрос о недостижимости для бесконечной

вселенной состояния статистич. равновесия [7]. Вне связи с этой гипотезой был предложен вывод о неприменимости понятия энтропии ко вселенной как системе, содержащей бесчисленное множество частиц [8]. Флуктуационная гипотеза получила развитие при учете тяготения [9]. Парадокс, аналогичный фотометрическому, был сформулирован для метагалактич. радиоизлучения, причем было показано, что он устраним учетом метагалактич. *красного смещения* при его доплеровом истолковании [10], т. е. так же, как устраняют обычный фотометрич. парадокс в соврем. релятивистской К. (см. ниже).

После создания релятивистской теории однородной изотропной вселенной появилась т. наз. «ньютонианская» К. В ней рассматриваются распределения масс, аналогичные тем, к-рые исследуются в релятивистской К. (напр., однородные). Для таких распределений нерелятивистский закон тяготения сам по себе недостаточен (он приводит к гравитационному парадоксу). Но в «ньютонианской» К. он дополняется добавочными условиями (напр., требованиями однородности и изотропии), заимствованными из релятивистской К. В качестве закона тяготения обычно принимается ур-ние Пуассона: $\nabla^2\Phi = -4\pi\gamma\rho$, но без обычных условий на бесконечности (или с измененными условиями), — или даже обобщенное ур-ние: $\nabla^2\Phi = -4\pi\gamma\rho + \Lambda c^2$, где c — фундаментальная скорость, Λ — космологическая постоянная (см. ниже). Получаемые таким путем решения оказываются аналогичными релятивистским. «Ньютонианская» К., по существу, не является последовательно ньютонианской. Она не имеет самостоятельного значения и должна рассматриваться в качестве приближения к релятивистской К. Если пользоваться т. наз. сопутствующими координатами (см. ниже) не только в релятивистской, но и в нерелятивистской («ньютонианской») теории, то сходство между ними усиливается и возрастает возможность использования второй в качестве приближения к первой.

2. Теория тяготения Эйнштейна и однородные изотропные модели. Возникновение релятивистской К. было связано с вопросом о содержании теории тяготения А. Эйнштейна. Ее автор видел в ней теорию относительности ускорений («общая теория относительности»), понимаемой как относительность инерции. Согласно этому пониманию, инерция тела полностью создается совокупным действием на него всех масс вселенной. В таком случае уравнения поля тяготения не должны допускать пустого (т. е. лишенного масс) мира.

Ур-ния Эйнштейна без космологич. члена имеют вид:

$$G_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} G = -\varkappa T_{\mu\nu}.$$

Здесь $g_{\mu\nu}$ и $G_{\mu\nu}$, соответственно — метрич. тензор и свернутый тензор кривизны пространственно-временного континуума, $G = G^{\alpha}_{\alpha}$, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии и импульса, являющийся функцией состояния среды и исчезающий в вакууме, $\varkappa$ — постоянная тяготения Эйнштейна: $\varkappa = 8\pi\gamma/c^2$, где γ — постоянная тяготения Ньютона, а c — фундаментальная скорость. Эти ур-ния не удовлетворяют требованию относительности инерции. Имея его в виду, Эйнштейн (1917 г.) [11] обобщил эти уравнения, придав им вид:

$$G_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} G = -\varkappa T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu},$$

где Λ — новая, космологическая (или космическая) постоянная. (Без приведенных выше или др. надлежащих оговорок относительно $T_{\mu\nu}$ определение этого тензора и космологич. члена $\Lambda g_{\mu\nu}$ неоднозначно [12]).

Положив $\Lambda > 0$, Эйнштейн дал решение этих ур-ний, описывающее модель статич. однородной вселенной, обладающей замкнутым (безграничным, но конечным) сферич. пространством, радиус R которого пропорционален массе M всех тел вселенной: $M = \frac{4\pi^2}{\varkappa} R$. Т. о., описываемая этим решением вселенная, обладая конечными массой и пространством, не может существовать без масс. Это рассматривалось как признак того, что обобщенные ур-ния Эйнштейна вообще не допускают мира без масс. Но В. де Ситтер (1917 г.) [13] нашел решение обобщенных ур-ний Эйнштейна, к-рое соответствует статич. модели пустого мира (модель де Ситтера), и тем показал, что и эти ур-ния не удовлетворяют требованию относительности инерции. Позднее (после работ А. А. Фридмана) Эйнштейн и де Ситтер возвратились к ур-ниям с $\Lambda = 0$. Предположение, что $\Lambda = 0$, является наиболее распространенным и в наст. время.

Введение космологич. члена означает предположение, что наличие масс вызывает уклонение метрики мира не от галилеевой метрики, а от метрики мира, обладающего кривизной, и при полном отсутствии масс кривизна пространственно-временного мира была бы отлична от нуля. Пользуясь нерелятивистскими терминами, действие этой кривизны можно описать как наличие (помимо ньютонова поля) поля космич. сил, пропорциональных расстоянию, — сил отталкивания при $\Lambda > 0$ или притяжения при $\Lambda < 0$.

Впоследствии В. А. Фок [12] подверг критике самое понимание теории тяготения Эйнштейна как теории относительности ускорений.

Исторически основанием для введения космологич. постоянной (и притом — положительной) послужило также требование возможности статич. модели вселенной. Это требование отпало с открытием нестатичности Метагалактики.

Современная релятивистская К. — теория нестационарной вселенной, ведущая свое начало от работ А. А. Фридмана (1922—24 гг.) [14]. В этой теории материя, заполняющая вселенную, рассматривается как непрерывная среда, обладающая непрерывным полем досветовых скоростей. При этом обычно пользуются т. н. сопутствующей системой отсчета, относительно к-рой (по определению) среда покоится, и исследуют поведение и свойства пространства этой системы отсчета — т. н. сопутствующего пространства. Линиями времени ($x^i = \text{const}$, $i = 1, 2, 3$) сопутствующей системы отсчета служат мировые линии элементов среды. Исследование проводится посредством ур-ний поля тяготения, записанных в сопутствующих координатах (без ур-ний движения). Такой способ рассмотрения движения возможен потому, что ур-ния движения в поле тяготения оказываются следствием эйнштейновых ур-ний этого поля. При сопоставлении современной релятивистской К. с наблюдаемой вселенной элементом среды (физически бесконечно малым объемом среды) считают объем, содержащий значительное число галактик.

До наст. времени (1962 г.) завершена лишь теория однородной изотропной вселенной [11, 12, 14—21], в главных своих чертах созданная А. А. Фридманом. В такой вселенной можно прежде всего провести пространственные сечения (гиперповерхности $x^0 = \text{const}$) так, чтобы они были всюду ортогональны к линиям времени сопутствующей системы отсчета (т. е. чтобы $g_{oi} = 0$, $i = 1, 2, 3$). Далее можно выбрать координату времени $x^0 = ct$ и пространственные (сопутствующие) координаты $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$ так, чтобы

$$ds^2 = c^2dt^2 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2/R_0^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)\right],$$

где ds — элемент интервала, $R = R(t)$, $R_0 = R(t_0)$, t_0 (обычно) — момент наблюдения, $k = 0, \pm 1$. Сопутствующее пространство обладает постоянной (т. е.

одинаковой по всем двумерным направлениям и во всех точках) кривизной k/R^2, зависящей от времени. При $k=+1$ пространство—сферическое или эллиптическое (в обоих случаях—замкнутое), при $k=0$—евклидово, при $k=-1$ — гиперболическое (в обоих случаях бесконечное). Скорость его относительного расширения или сжатия одинакова во всех точках и по всем направлениям и равна $\dot{R}/R$, скорость относительного изменения объема каждого его элемента равна $3\dot{R}/R$ (точки означают дифференцирование по времени). Очевидно, расстояния между элементами среды изменяются с течением времени пропорционально величине $R(t)$. Величина $(R/R_0)r$ есть т. н. фотометрич. расстояние точки с координатой r от начала координат (фотометрич. расстояние определяется на основании фотометрич. закона обратных квадратов по блеску источника света, исправленному за ослабляющее влияние красного смещения). В момент наблюдения это расстояние равно, очевидно, r.

Ур-ния Эйнштейна приводят к двум ур-ниям:

$$3\ddot{R}/c^2R=-\frac{\varkappa}{2}(\rho+3p/c^2)+\Lambda,$$

$$3\dot{R}^2/c^2R^2+3k/R^2=\varkappa\rho+\Lambda,$$

связанным законом энергии и импульса:

$$\dot{\rho}+3(\dot{R}/R)(\rho+p/c^2)=0.$$

Здесь ρ — плотность массы (плотность энергии, включая энергию покоя, деленная на c^2), p — давление. Плотность и давление одинаковы во всех точках пространства. Указанные ур-ния были получены А. А. Фридманом для случаев $k=\pm1$, $p=0$ и обобщены на случай $k=0$ Г. Робертсоном, на случай $p>0$ Ж. Леметром. Для решения системы двух ур-ний, содержащих три величины R, ρ, p, нужно задать еще одно соотношение между ними, напр. ур-ние состояния $\rho=\rho(p)$. Обычно принимают $0\leqslant 3p/c^2\leqslant\rho>0$, $dp/dR\leqslant 0$.

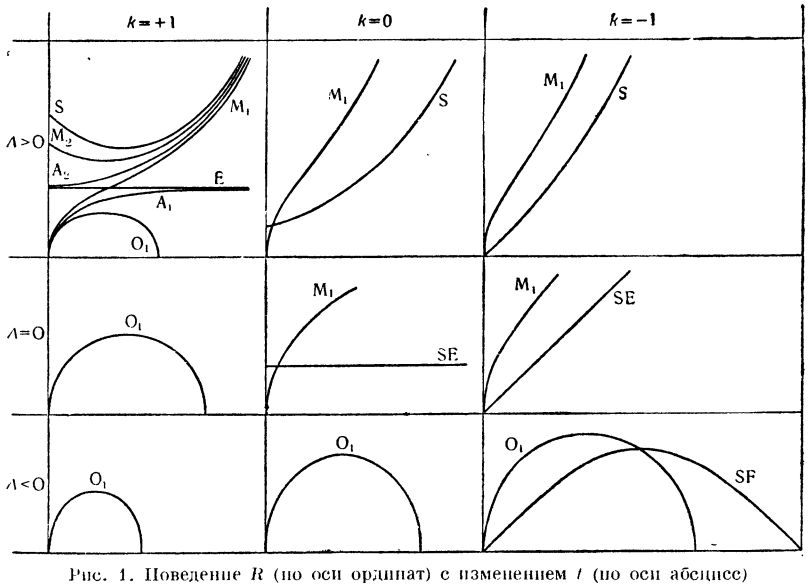


Рис. 1. Поведение R (по оси ординат) с изменением t (по оси абсцисс)

При любом ур-нии состояния, удовлетворяющем этим условиям, типы поведения R одинаковы (см. рис. 1). Им можно дать простую интерпретацию в терминах нерелятивистской физики. При $\Lambda=0$ (случай, наиболее вероятный с современной точки зрения) действует лишь ньютонианское притяжение, ослабевающее с расширением. Оно замедляет расширение и ускоряет сжатие. Соответственно возможны два типа поведения R: при $k=+1$ — замедленное возрастание R от $R=0$ [«сингулярного» или «особого состояния», т. е. мгновенного состояния бесконечной плотности и бесконечной скорости относительного изменения объема: $\rho=\infty$, $(\dot{R}/R)^2=\infty$] до регулярного максимума R с последующим ускоренным сжатием до «особого состояния»: $R=0$ (тип O_1); при $k=0$, -1 — замедленное, но монотонное и неограниченное возрастание R от $R=0$ до $R=\infty$ при $t\to\infty$ (тип M_1) либо обратное ему сжатие (тот же тип). (Модель типа M_1 при $\Lambda=0$, $k=0$ — т. наз. модель Эйнштейна — де Ситтера.)

При $\Lambda<0$, кроме ньютонианского притяжения, действует космич. притяжение, усиливающееся с расширением. Соответственно возможен лишь тип O_1.

При $\Lambda>0$, кроме ньютонианского притяжения, действует космич. отталкивание, усиливающееся с расширением. При $\frac{\varkappa}{2}(\rho+3p/c^2)>\Lambda$ преобладает первое, в противоположном случае — второе, при $\frac{\varkappa}{2}(\rho+3p/c^2)=\Lambda$ они уравновешивают друг друга. Модель Эйнштейна (тип E) представляет собой статич. модель, находящуюся в состоянии равновесия между ними. Для нее не только $\frac{\varkappa}{2}(\rho+3p/c^2)=\Lambda$, но и $3k/R^2=\varkappa\rho+\Lambda$ (Эйнштейн рассматривал случай $p=0$), $k=+1$. Однако это равновесие неустойчиво: сколь угодно малое возмущение, не нарушающее однородности и изотропии, приводит либо к преобладанию притяжения и неограниченному сжатию до «особого состояния», либо к преобладанию отталкивания и неограниченному расширению. В 1-м случае получаем модель типа A_1, для к-рой R убывает от $R=R_E$ (значение R, соответствующее модели типа E) при $t=-\infty$ до $R=0$ («особое состояние»); во 2-м случае — модель типа A_2, для к-рой R возрастает от $R=R_E$ при $t=-\infty$ до $R=\infty$ при $t\to\infty$ (так называемая модель Леметра — Эддингтона). При $\Lambda>0$, $k=+1$ возможны также: тип M_1, причем при значении $R=R_E$ замедленное расширение сменяется ускоренным (т. наз. модель Леметра); тип O_1, причем R остается меньше R_E; тип M_2, т. е. убывание R от $R=\infty$ при $t=-\infty$ до регулярного минимума с последующим возрастанием до $R=\infty$ при $t\to\infty$, причем R всегда больше R_E. При $\Lambda>0$, $k=0$, -1 возможен лишь тип M_1 — также со сменой замедленного расширения ускоренным. К типам M_1, A_1 и A_2 принадлежат также решения, отличающиеся от описанных лишь заменой расширения сжатием, а сжатия — расширением. Из сказанного следует неизбежность нестационарности для (не пустой) однородной изотропной вселенной.

Модель Эйнштейна требует наличия масс потому, что ее статичность обусловлена равновесием между притяжением масс и космич. отталкиванием. Статичность четырехмерной метрики пустых моделей обусловлена отсутствием таких тяготеющих масс, к-рые своим движением могли бы ее изменить. Сказанное относится к таким пустым моделям, к-рые обладают метрикой четырехмерного мира (пространства — времени) постоянной римановой кривизны, пропорциональной космич. постоянной. До недавнего времени

рассматривались только такие пустые модели. Исследования А. З. Петрова [22] открыли пустые модели с более сложной метрикой, в частности, с метрикой, зависящей от времени.

В статических пустых моделях с $\Lambda \neq 0$ система «пробных частиц» не может оставаться статичной из-за действия космич. отталкивания (при $\Lambda > 0$) или притяжения (при $\Lambda < 0$). Т. о., в этих моделях должно наблюдаться доплерово смещение линий в спектрах удаленных объектов, знак к-рого в каждой модели зависит от начальных условий. На это смещение должно накладываться силовое (аналогичное гравитационному) смещение, вызванное полем космич. сил, — красное при $\Lambda > 0$ и фиолетовое при $\Lambda < 0$.

Основным фактом, имеющим решающее значение для совр. К., является красное смещение в спектрах внегалактич. туманностей. Оно было открыто к 1914 г. (по спектрам небольшого количества объектов) Слайфером, установившим численное преобладание наблюдаемых галактик, обнаруживающих красное смещение, над галактиками, в спектрах к-рых линии смещены в сторону фиолетового конца. В 1929 г. [23] на более обширном материале, показавшем наличие почти исключительно красных смещений, Хаббл установил приближенную линейную зависимость их величины от расстояния. (Несколько галактик с фиолетовыми смещениями оказались нашими ближайшими соседями — членами Местной группы галактик.) Модель де Ситтера (тип S, $\Lambda > 0$) была пригодна для интерпретации преобладания красных смещений в спектрах галактик, но сама по себе оказалась недостаточной для объяснения обнаружившегося (почти полного) отсутствия фиолетовых смещений и приблизительно линейной зависимости величины красного смещения от расстояния. И то, и другое оказалось возможным интерпретировать либо при наложении на скорости галактик в модели де Ситтера нек-рых ограничений (равносильных заданию специальных начальных условий), либо непосредственно — в рамках теории нестационарной вселенной. После появления этой теории была понята возможность введения и в пустых моделях систем отсчета, сопутствующих системе свободных частиц (галактик). Пустые модели (с метрикой мира постоянной римановой кривизны) оказалось возможным рассматривать как частный случай однородных изотропных моделей. При $\Lambda > 0$ возможны случаи: $k = +1$, $R \sim \operatorname{ch} at$; $k = 0$, $R \sim \exp at$; $k = -1$, $R = \sim \operatorname{sh} at$; $a^2 = \Lambda c^2/3$. При $\Lambda = 0$ возможны случаи: $k = 0, R = \text{const}$ и $k = -1$, $R \sim t$. При $\Lambda < 0$ возможен лишь случай: $k = -1$, $R \sim \sin bt$; $b^2 = -\Lambda c^2/3$.

Очевидно, пространство пустой модели с $\Lambda = 0$, $k = 0$ статично. Пространство пустой модели с $\Lambda > 0$ в системе отсчета, в к-рой $k = 0$, нестатично, но стационарно: в ней кривизна трехмерного пространства (равная нулю) и скорость его относительного расширения неизменны. «Пустота» пустых моделей означает в общем случае не отсутствие масс, а равенство нулю средней (по всему бесконечному пространству) плотности массы.

В «ньютонианской» теории однородной изотропной вселенной ур-ния для величины, описывающей зависимость расстояния между любыми двумя элементарными объемами от времени, формально аналогичны релятивистским уравнениям для $R(t)$ при $p = 0$ (при любой Λ), и все сказанное выше о поведении релятивистских моделей с течением времени верно и для моделей «ньютонианских». При этом, однако, величина, аналогичная k/R^2, характеризует не кривизну пространства (в «ньютонианской» вселенной оно евклидово), а лишь полную энергию любого элемента модели: ее знак противоположен знаку k.

Релятивистская теория нестационарной вселенной позволила устранить затруднения, стоявшие перед нерелятивистской К. Теория тяготения Эйнштейна свободна от гравитационного парадокса. Она допускает такие типы нестационарных распределений масс во вселенной, при к-рых теория тяготения Ньютона недостаточна и для к-рых не существует определенного состояния статистич. или термодинамич. равновесия. При этом возможно неограниченное возрастание энтропии без затухания термодинамич. процессов или диссипации массы, что позволяет устранить термодинамич. затруднения К. Красное смещение, вызываемое расширением материи и понижающее поверхностную яркость излучающих объектов, дает новую возможность для устранения фотометрического парадокса.

Из теории однородной изотропной вселенной, по существу, следует, что нестатичность Метагалактики (отождествляемой в этой теории со всей вселенной) нецзбежна. Такой же вывод следует и из более общей теории, если Метагалактика достаточно протяженна. Так, при $\Lambda = 0$ из рассмотрения вопроса о *гравитационном радиусе* вытекает, что сферически симметричное распределение масс плотности ρ может быть статичным, лишь если его собственный «фотометрический» радиус удовлетворяет условию: $r > \varkappa \int_0^r \rho r^2 dr$, что для однородной сферы дает: $r < \sqrt{3/\varkappa\rho}$. Уточнение и пополнение эмпирич. данных внегалактич. астрономии, а также дальнейшее развитие космологич. теории позволят выяснить, не является ли наша Метагалактика столь протяженной, что она не могла бы быть статичной.

Вместе с тем применение релятивистской теории однородной изотропной вселенной ко всей охваченной наблюдениями области приводит к невязкам при сопоставлении различных эмпирических (внегалактических) и космогонич. данных и др. затруднениям, а применение той же теории ко всей вселенной как целому приводит, сверх того, к нек-рым дополнительным трудностям (см. ниже) и, вдобавок, обесценивает предоставляемые релятивистской К. возможности устранения термодинамич. затруднений, поскольку расширение однородной изотропной вселенной должно либо продолжаться неограниченно, либо смениться таким сжатием, к-рое заканчивается «особым состоянием». Эти возможности получили бы существенное значение, если бы было возможно изменение R между регулярными минимумами и максимумами, т. е. тип O_2 (см. рис. 2).

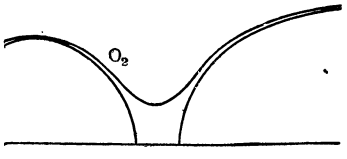


Рис. 2. Поведение R при осцилляциях первого и второго рода.

Поведение $R(t)$ для всех перечисленных моделей (типов) схематически показано на рис. 1 и рис. 2. Смысл их обозначений следующий: S — модель де Ситтера; SE — модель де Ситтера—Эйнштейна; SF — модель де Ситтера—Фридмана (обычно обозначается также как S — модель де Ситтера); E — модель Эйнштейна; A_1 — асимптотич. (модель) 1-го рода; A_2 — асимптотич. 2-го рода; M_1 — монотонная 1-го рода; M_2 — монотонная 2-го рода; O_1 — осциллирующая 1-го рода (обычно обозначается как O — осциллирующая); O_2 — осциллирующая 2-го рода.

3. Теория однородной изотропной вселенной и данные наблюдений. Затруднения теории. Применение релятивистской теории однородной изотропной вселенной ко всей охваченной наблюдениями области означает допущение, что в современную эпоху в боль-

шом масштабе распределение галактик или их скоплений (а также энергии их пекулиарных, т. е. неупорядоченных движений) в известной нам части Метагалактики можно считать однородным, а метагалактич. красное смещение изотропным, и что поэтому поведение и свойства этой части Метагалактики в указанную эпоху и в соответствующем масштабе могут быть представлены к.-л. из (не пустых) однородных и изотропных моделей, описанных выше. Эта теория приводит к следующей зависимости величины $\Delta\lambda/\lambda$ метагалактич. красного смещения от фотометрич. расстояния r, исправленного за искажающее влияние красного смещения и приведенного к моменту наблюдения:

$$cz = H_0 r + \frac{1}{2c}(1 + q_0) H_0^2 r^2 + \dots,$$

где $z = \Delta\lambda/\lambda$, $H = \dot{R}/R$, $q = -R\ddot{R}/\dot{R}^2$, а индексом 0 отмечены значения величин в момент наблюдения. H есть скорость относительного увеличения расстояний галактик, а безразмерная величина q характеризует величину относительного ускорения при данном H. В качестве индикатора расстояния удаленных галактик пользуются их видимой звездной величиной. Связь между видимой болометрич. звездной величиной (m_{bol}) и красным смещением обычно представляют в виде:

$$m_{bol} = 5 \log z + 1{,}086\,(1 - q_0)\, z + \dots + \text{const}$$

(в качестве слагаемого в постоянную входит и $-5 \log H_0$). Иногда (что точнее) к $1 - q_0$ прибавляют величину $-2\,\mu_0$, характеризующую изменение абс. звездной величины галактики с течением времени ($\mu = 0{,}46\ \dot{M}/H$). Из космологич. ур-ний Фридмана получаем:

$$kc^2/R_0^2 = -(1 + q_0 - \sigma_0 - \varepsilon_0) H_0^2,$$
$$\Lambda c^2 = -(3q_0 - \sigma_0 - 3\varepsilon_0) H_0^2,$$

где $\sigma = \varkappa\rho c^2/2H^2$, $\varepsilon = \varkappa p/2H^2$. Получив из анализа эмпирич. данных значения величин q_0, σ_0 и ε_0, можно определить соответствующий им тип однородной изотропной космологич. модели. Используя, сверх того, эмпирич. значение H_0, можно из указанных ур-ний вычислить значения кривизны пространства и космологич. постоянной (k/R_0^2 и Λ), а также оценить продолжительность T расширения от его начала до эпохи наблюдения.

Положим $p = 0$. Тогда при $\Lambda = 0$ получаем: если $k = -1$, то $H_0^{-1} > T > {}^2/_3\, H_0^{-1}$; если $k = 0$, то $T = {}^2/_3\, H_0^{-1}$; если $k = +1$, то $T < {}^2/_3\, H_0^{-1}$. Если $\Lambda < 0$, то T меньше, чем при $\Lambda = 0$ для тех же значений k. Бóльшие, чем при $\Lambda = 0$, значения T могут быть получены лишь при ускоренном расширении ($q_0 < 0$), возможном в случае $\Lambda > 0$ (типы M_1, M_2 и A_2). Учет $p > 0$ приводит к нек-рому уменьшению T, заметному, впрочем, лишь при p, сравнимом с $\frac{1}{3}\rho c^2$. Так, в случае $\Lambda = 0$, $k = +1$ при $p = \frac{1}{3}\rho c^2$ получаем $T < \frac{1}{2} H_0^{-1}$ вместо $T < \frac{2}{3} H_0^{-1}$ при $p = 0$. Если далее получить также значение одной из двух величин k/R_0^2, Λ или обеих независимым образом, то можно проверить выполнение одного или соответственно обоих ур-ний Фридмана. Значение Λ иногда принимают из к.-л. дополнительных общих или теоретич. соображений (часто полагают, в соответствии с распространенным мнением, $\Lambda = 0$).

Имеется принципиальная возможность определить значение k/R_0^2 из рассмотрения эмпирич. зависимости N_m от m, где N_m — число галактик не слабее звездной величины m, поскольку соотношение, выражающее эту зависимость, содержит кривизну пространства, вследствие того, что последняя входит в выражение зависимости объема V сферы от ее метрич. или фотометрич. радиуса: напр., $V_0 = \frac{4}{3}\pi r^3 \left(1 + \frac{3}{10}\frac{k}{R_0^2} r^2 + \dots\right)$.

Как явствует из сказанного выше, для возможности сопоставления теории с эмпирич. данными среди последних необходимо иметь оценки метагалактич. плотности и давления. Основная масса материи, обнаруживающей свое присутствие в Метагалактике, сосредоточена в галактиках. Содержащиеся в них массы определяются таким образом, что метагалактич. плотность материи ρ, получаемая при учете лишь этих масс, зависит от принятой шкалы метагалактич. расстояний (см. ниже) так же, как величина H^2, и в оценке σ эта зависимость исключается. По определениям Оорта $\rho_0 = 3{,}1 \cdot 10^{-31}$ $г \cdot см^{-3}$ при $H_0 = 75$ $км \cdot сек^{-1}$ на мегапарсек, что дает $\sigma_0 = 0{,}044$. По-видимому, порядок ρ_0, во всяком случае, не изменяется при учете таких видов межгалактич. вещества, как звезды и их скопления, облака релятивистских электронов, поглощающая пылевая материя, газовая материя. Все же часто допускают наличие больших количеств последней с плотностью, повышающей порядок ρ_0 (вопрос о ее наличии и количестве может быть со временем решен радиоастрономич. методами). Учет возможной плотности космич. лучей, электромагнитного излучения и энергии магнитных полей приводит для них к оценкам, не превосходящим, по порядку величины, 10^{-34} $г \cdot см^{-3}$. Если предположить, что плотность нейтрино того же порядка (10^{-34} $г \cdot см^{-3}$) или немногим выше, то p_0 остается на 2 порядка ниже $\rho_0 c^2$. Но если допустить, что метагалактич. плотность нейтрино достаточно высока (порядка суммарной плотности др. видов материи или даже выше), то придется считать p_0 сравнимой с $\frac{1}{3}\rho_0 c^2$. Приведенные ниже оценки сделаны в предположении $p = 0$, что соответствует $p_0 \ll \frac{1}{3}\rho_0 c^2$. Предположение $p = \frac{1}{3}\rho c^2$ изменило бы в этих оценках T в сторону сокращения.

Согласно современным данным (McVittie, G. C., Galaxies as Members of the Universe, доклад на симпозиуме по внегалактич. астрономии в 1961 г. в США), $1 < q_0 < 3$. Эти оценки получены при $\mu_0 = 0$, т. е. в предположении малости μ_0. При $\sigma_0 = 0{,}044$ они соответствуют модели типа O_1 с отрицательной кривизной пространства и при отрицательной космологич. постоянной. Расширение Метагалактики тормозится ($q_0 > 0$) и притом сильнее ($3q_0 > \sigma_0 + 3\varepsilon_0$), чем это могло бы быть вызвано гравитационным действием масс, так что приходится предполагать наличие космич. притяжения ($\Lambda < 0$). Если принять $\Lambda = 0$, то придется сильно повысить значение σ_0 и предположить наличие очень больших количеств газовой межгалактич. материи. Кривизна пространства при этом получится положительной.

Значение H_0, по современным данным, заключено между 60 и 140 $км \cdot сек^{-1}$ на мегапарсек или, вероятнее, между 70 и 100 в тех же единицах [24]. Следовательно, значение H_0^{-1} лежит между 7 и 16 млрд. лет, вероятно даже между 10 и 14 млрд. лет. Если в качестве среднего значения принять 12 млрд. лет, то для указанных двух случаев ($\Lambda < 0$, $k = -1$ и $\Lambda = 0$, $k = +1$) при $\varepsilon_0 = 0$ получим соответственно: $T < 9$ млрд. лет и $T < 8$ млрд. лет.

Большая неопределенность эмпирич. значения q_0 вызвана гл. обр. значительной дисперсией красных смещений при заданном m_{bol}, обусловленной пекулиарными движениями галактик и дисперсией абсолютных звездных величин. Неопределенность эмпирич. значения H_0 вызвана неопределенностью общей шкалы межгалактич. расстояний (иначе говоря,

плохим знанием средней абс. звездной величины галактик в окружающей нас части Метагалактики). Эта неопределенность не сказывается на значениях q_0 и σ_0 (см. выше). Напротив, неопределенность относительной шкалы расстояний в более далеких областях Метагалактики сказывается на значении q_0, но не H_0.

Попытки определения кривизны пространства по эмпирич. зависимости N_m от m предпринимались в прошлом. Однако точность даже современных эмпирич. данных недостаточна для уверенного определения кривизны указанным способом.

Т. о., эмпирич. данные внегалактич. астрономии недостаточно надежны для прямой проверки ур-ний теории однородной изотропной вселенной. Часть этих данных (оценки q_0) получена при нек-рых, допустимых с совр. т. зр., предположениях об эволюции звездного состава галактик (малость величины μ_0). Если привлечь и др. космогонич. данные, то окажется, что приведенные выше оценки величины T меньше возраста наиболее старых звезд, оцениваемого приблизительно в 25 млрд. лет. Между тем в случаях, к которым относятся приведенные оценки T, расширение начинается, формально, с сингулярности, т. е. с бесконечной плотности, а физически — с наибольшей конечной плотности, при к-рой ур-ния Эйнштейна еще имеют смысл, — следовательно, с плотности, во всяком случае, не меньше ядерной. В таком случае возрасты космич. объектов, не исключая и самых старых звезд, не могут превосходить T. Обнаруживаемые т. о. невязки между космогонич. данными и оценками T, очевидно, не могут быть полностью устранены изменением оценки H_0 в допустимых пределах. Эти невязки можно было бы устранить в предположении ускоренного расширения Метагалактики ($q_0 < 0$, $\Lambda > 0$), но это предположение противоречит эмпирич. оценкам q_0.

Т. о., если принять теорию однородной изотропной вселенной, то одни данные внегалактич. астрономии (оценки $2\mu_0 + q_0$), в сочетании с космогонич. соображениями, допускающими относительную малость μ_0, могут быть согласованы лишь с моделями вселенной, к-рая в наст. время расширяется замедленно, тогда как др. данные внегалактич. астрономии (оценки H_0), при сопоставлении с космогонич. оценками возрастов нек-рых звезд, могут быть согласованы лишь с моделями вселенной, к-рая хотя бы в течение нек-рого времени (след., с т. зр. указанной теории — и в наст. время) расширяется ускоренно.

Все указанные эмпирич. данные могли бы быть согласованы лишь с моделями вселенной, к-рая расширяется сначала ускоренно, а затем — замедленно (таковы, напр., модели типа O_2). Но в рамках теории однородной изотропной вселенной (при физич. разумных предположениях относительно давления) такие модели невозможны. Они (точнее, описываемое ими поведение Метагалактики) возможны лишь в теории анизотропной неоднородной вселенной. Разумеется, не исключено, что обсуждаемые невязки со временем будут устранены, отчасти — путем уточнения значений H_0 и $2\mu_0 + q_0$, к-рые получаются из данных наблюдений, отчасти же (и м. б. — гл. обр.) — путем изменения космогонич. оценок, т. е. либо таким повышением значения μ_0, к-рое изменит знак q_0, либо уменьшением возрастов звезд в 2—3 раза. Однако в наст. время принятые космогонич. оценки, в частности возрасты звезд, вычисляемые в современной теории их эволюции, обычно считаются достаточно надежными.

Указанные выше невязки составляют лишь часть затруднений, с к-рыми встретилась теория однородной изотропной вселенной, основанная на теории тяготения Эйнштейна. Эти затруднения способствовали появлению новых теорий. С одной стороны, появились теории, сохраняющие постулаты однородности и изотропии, но обобщающие или ревизующие теорию тяготения Эйнштейна или даже совр. физику вообще. Таковы теории Эддингтона, Дирака, Иордана, Милна, Бонди — Голда, Хойла и др. С другой стороны, стали появляться теории, отказывающиеся от гипотезы однородности и изотропии, но сохраняющие теорию тяготения Эйнштейна.

Основные затруднения, сыгравшие явную или неявную роль в появлении новых теорий, заключаются в следующем.

1) Множественность моделей. Во-первых, при любом значении космологич. постоянной ур-ния Эйнштейна допускают однородные изотропные модели разных типов, различающиеся значением k и (при $\Lambda \geqslant 0$) характером поведения со временем. Во-вторых, для каждого типа ур-ния дают континуум решений. Множественность моделей естественна, если их применяют лишь к ограниченным областям вселенной. Но модель вселенной как целого, если такая модель вообще принципиально возможна (что далеко не очевидно), должна быть единственна, как единственна и сама вселенная.

2) Необъясненная эмпирич. связь метагалактич. параметров с микрофизич. константами. Именно, безразмерные отношения микрофизич. (составленных из c, элементарного заряда e и массы электрона m) величин к H и ρ (т. е. $Q_1 = mc^3/e^2H$ и $Q_2 = m^4c^6/e^6\rho$) в совр. эпоху по порядку величины (грубо говоря, около 10^{40}) мало отличаются друг от друга и от отношения электростатической и гравитационной сил, действующих между протоном и электроном (т. е. $Q_3 = e^2/\gamma mm_p$, где m_p — масса протона). Следствием этих двух совпадений являются и другие, напр. близость числа нуклонов в сфере радиуса cH^{-1} ($Q_4 = 4\pi c^3\rho/3m_pH^2$) к Q_1^2, Q_3^2, Q_3^3. (В моделях, для к-рых существует алгебраическая связь между H и ρ, число независимых совпадений снижается до одного.) Для объяснения указанных совпадений одной лишь теории тяготения, очевидно, недостаточно.

Возможно, эти совпадения относятся лишь к нек-рым предельным значениям метагалактич. параметров и имеют чисто космогонич. значение. Последнее естественно, если применять модели к ограниченным областям вселенной. Но по отношению к модели вселенной как целого указанные совпадения приобретают иной, существенно космологич. характер.

3) Наличие сингулярностей («особых состояний») в начале расширения (за исключением типов A_2 и M_2 при $\Lambda > 0$) и в конце сжатия. Эти сингулярности в решениях являются границами интервала времени, на к-ром теория применима или имеет смысл, и могут указывать, напр., на недостаточность теории тяготения Эйнштейна при очень высокой плотности (во всяком случае, выше ядерной). В применении ко вселенной как целому они истолковывались как границы (начало, конец) течения времени или существования вселенной, что было очевидным образом использовано для теологич. выводов. Вместе с тем в прошлом предполагали, что происхождение химич. элементов можно объяснить прохождением вселенной через состояния, близкие к особым. Это предположение способствовало сохранению идеи расширения от «особого состояния». В наст. время происхождение элементов в грубых чертах объясняют в теории эволюции звезд, вне связи с идеей «особого состояния».

4) Затруднения со шкалой времени, т. е. невязки между продолжительностью эпохи расширения T, с одной стороны, и космогонич. оценками возрастов различных объектов — с другой. При старой шкале метагалактич. расстояний, принятой до 1952 г., $H_0^{-1} = 1{,}8$ млрд. лет. Это значение меньше оценок

возрастов земной коры и химич. элементов, что приводило к противоречию при $\Lambda \leqslant 0$, когда $T < H_0^{-1}$. Но так как в прошлом эмпирич. значение q_0 было еще менее определенным, чем в наст. время, то для устранения противоречия можно было положить $\Lambda > 0$. Однако и при этом было чрезвычайно трудно согласовать продолжительность эпохи расширения с оценками порядка 10^{12}—10^{13} лет, которые получались (в 20 — 30-х гг.) для возрастов галактик и их скоплений на основании статистико-механич. и др. соображений (т. наз. «долгая» шкала — в отличие от «короткой» шкалы в 10^9—10^{10} лет, к-рая получалась для расширения Метагалактики и возрастов земной коры и химич. элементов).

Впоследствии «долгая» шкала была признана неосновательной и почти всеми оставлена. В настоящее время можно говорить лишь о невязках в пределах «короткой» шкалы (между продолжительностью эпохи расширения и возрастом наиболее старых звезд и галактик).

5) Затруднения, испытываемые космогонией при объяснении происхождения различных космич. объектов в современных физич. условиях. В прошлом, ввиду этих затруднений, пытались относить образование космич. объектов в прошедшие эпохи с иными физич. условиями — к состояниям высокой плотности в моделях с сингулярностями, к стадии слабоускоренного расширения в моделях типов A_2 и M_1 ($\Lambda > 0$) и даже к эпохе извечного сжатия в модели типа M_2 ($\Lambda > 0$). Однако впоследствии было выяснено, что существуют звезды и галактики различных возрастов и что процесс их образования (из диффузной или плотной материи), по-видимому, происходит и в наст. время. Затруднения в объяснении их происхождения, в сущности, касаются больше космогонии, чем К.

6) Нек-рые уклонения в распределении и движении галактик от однородности и изотропии. Обнаружение этих уклонений заставляет оттеснять применение постулатов однородности и изотропии ко все большим, менее исследованным масштабам.

Все перечисленные затруднения, кроме последнего, сыграли в соответствующее время свою роль в появлении новых теорий однородной изотропной вселенной. Для развития теории анизотропной неоднородной вселенной наибольшее значение имеют проблема сингулярностей, затруднения со шкалой времени (в их современной форме) и уклонения от однородности и изотропии.

4. Однородные изотропные модели и ревизия теории тяготения Эйнштейна. Излагаемые в данном разделе теории [18—21], основанные на постулате однородности и изотропии, можно в общем разделить на две группы. В одной из них теория тяготения Эйнштейна так или иначе дополняется или обобщается. В другой эта теория отбрасывается (по крайней мере, в К.). Первая группа представлена направлением Эддингтона — Дирака — Иордана. Ко второй группе принадлежат теории Милна и Бонди — Голда. Обе группы смыкаются в теории Хойла.

Эддингтон попытался дать синтез общей теории относительности с квантовой механикой и вычислить все безразмерные константы физики, включая постоянную тонкой структуры $e^2/\hbar c$ и отношения масс элементарных частиц. Его теория претендует на объяснение не только упомянутых выше числовых совпадений, но и самих значений совпадающих величин. Теория Эддингтона совершенно не оправдала себя в микрофизике, к к-рой она относится по своим основам. В К. она связана с выбором определенной однородной изотропной модели — асимптотич. модели второго рода (типа A_2 при $\Lambda > 0$, $k = +1$ — т. н. модели Леметра — Эддингтона). К ряду вычисляемых в этой теории безразмерных констант принадлежит и число нуклонов в модели (порядка Q_4), равное, как легко показать, независимо от микрофизич. теории Эддингтона, $2\pi^2 c^3 \rho_E / 3\sqrt{3} m_p H_S^2$, где ρ_E — предельное значение плотности при $t \to -\infty$, а H_S — предельное значение коэффициента Хаббла при $t \to +\infty$. Т. к. в выбранной модели, кроме того, $4\pi\gamma\rho_E = 3H_S^2$ (при $p = 0$), то, очевидно, в ней перечисленные выше совпадения, из к-рых остается независимым лишь одно, относятся к предельным значениям метагалактич. параметров. Безотносительно к теории Эддингтона, выбранная им модель принадлежит к числу тех, к-рые представляют нек-рые преимущества в связи с проблемой шкалы времени, но противоречат эмпирич. данным о красном смещении.

Дирак предположил, что обсуждаемые числовые совпадения выполняются всегда, в любую эпоху. Он дополнил релятивистскую теорию однородной изотропной вселенной постулатом, согласно к-рому любые две очень большие безразмерные величины (напр., Q_1, Q_2, Q_3, Q_4), встречающиеся в природе, связаны простым математич. соотношением, в к-ром коэффициентами служат (постоянные) числа порядка единицы. Теория Дирака приводит к выбору единственной модели однородной изотропной вселенной, соответствующей $\Lambda = 0$, $k = 0$, $p = 0$; это — модель типа M_1 (монотонная первого рода). Для нее $8\pi\gamma\rho = 3H^2$ и число независимых совпадений снижается до одного. Поскольку Q_1 изменяется с течением времени, величины порядка Q_1 (напр., Q_2, Q_3) должны изменяться (с течением времени) пропорционально Q_1, а величины порядка Q_1^2 (напр., Q_4) — пропорционально Q_1^2. Следовательно, по крайней мере нек-рые из констант физики должны зависеть от времени. Ответ на вопрос, какие именно из них переменны, зависит от выбора масштабов основных единиц. Дирак выделяет две системы масштабов времени и длины при одинаковых единицах скорости и массы, причем в обеих системах c, m, m_p постоянны. (Идея двух шкал времени заимствована, с изменениями, у Милна — см. ниже.) В одной из двух систем («атомная шкала времени») постоянны также e, $\hbar$ и отношение γ/H, в другой («динамич. шкала времени») — постоянны γ и произведения e^4H и $\hbar^2 H$. Связь между динамич. временем t^* и атомным временем t можно представить в виде: $dt^* = tdt/t_0$, где t_0 соответствует современной (вообще — произвольной) эпохе. Т. о., в атомной шкале $R \sim t^{1/3}$, $H \sim t^{-1}$, $\rho \sim t^{-1}$, $\gamma \sim t^{-1}$, в динамич. шкале $R \sim (t^*)^{2/3}$, $H \sim (t^*)^{-1}$, $\rho \sim (t^*)^{-2}$, $e \sim (t^*)^{1/2}$, $\hbar \sim t^*$. Включая далеко идущую произвольную ревизию современной физики, теория Дирака вместе с тем вступает в еще большее противоречие с данными космогонии, чем обычная релятивистская К.: т. наз. возраст вселенной, согласно этой теории, равен $^2/_3 H_0^{-1}$ в динамич. шкале и $^1/_3 H_0^{-1}$ в атомной шкале. Именно эту последнюю величину и нужно сравнивать с возрастами земной коры, химич. элементов и звезд, определенными на основании теории ядерных процессов.

В сочетании с идеей замкнутости пространства постулат Дирака приводил к предположению, согласно к-рому число нуклонов (N) в мире возрастает с течением времени. Эта идея, почти с самого начала оставленная Дираком, была использована Иорданом. (Ее назначение состояло в том, чтобы объяснить постоянное образование новых космич. объектов.) В основу К. он кладет обобщение общей теории относительности, представляющее собой вариант проективной единой теории поля, в к-ром место гравитационной постоянной занимает гравитационный инвариант. Ур-ния Иордана допускают множество моделей, из к-рых он выделяет однородную изотропную модель с $R \sim t$, $\gamma \sim t^{-1}$, $\rho \sim t^{-1}$, $k = +1$, $p = 0$, $H \sim t^{-1}$, N (а след., и массой модели) $\sim t^2$. В этой модели выполняется

постулат Дирака. Наиболее значительные отличия космологич. теории Иордана от обычной релятивистской К. состоят в переменности «константы» тяготения и в постоянном возникновении вещества. Это «возникновение», по мысли Иордана, не противоречит законам сохранения энергии и импульса, поскольку вещество возникает вместе с полем, обладающим отрицательной энергией. Но оно противоречит закону сохранения числа барионов. Ур-ния не содержат космологич. члена, но включают новую безразмерную постоянную, что затрудняет сопоставление теории с эмпирич. данными внегалактич. астрономии. Иордан пытается опереться на самые разнообразные факты, к-рые обычно объясняются вне всякой связи с его теорией. Так, идею переменности γ он привлекает к объяснению геологич. истории Земли, поскольку эта идея приводит к представлению о расширении не только Метагалактики и скоплений галактик, но и космич. образований меньших масштабов (включая планеты). Идею возникновения вещества он связывает с явлением вспышек т. наз. сверхновых звезд, что требует несообразно большой частоты их появления. Известны и др. противоречия между теорией Иордана и эмпирич. данными. Т. о., теория Иордана остается произвольным построением, не имеющим к.-либо серьезного фактич. обоснования.

Направление Эддингтона—Дирака—Иордана представляет собой изменение релятивистской К. путем нек-рого дополнения или обобщения теории тяготения Эйнштейна.

Теория Милна представляет собой полный отказ от какой бы то ни было физико-теоретич. основы К.; напротив, в этой теории физика подчинена космологии: постулат, равносильный предположению об однородности вселенной (по отношению к сопутствующей системе), выступает не как дополнение к физич. теории, специфицирующее выбор космологич. моделей, а как «космологич. принцип», при помощи к-рого не только конструируется космологич. модель, но и делается попытка вывода основных физич. законов.

Космологич. модель состоит из системы «фундаментальных» частиц («субстрат») и системы «свободных» частиц («статистич. система»). Милн отождествляет фундаментальные частицы с центрами (ядрами) галактик, а частицы статистической системы — со звездами и другими космич. телами. Распределение и движение частиц первой системы по отношению к любой из них одинаковы, причем система либо, в частном случае, статична, либо, в общем случае, испытывает однородную и изотропную деформацию. Распределение же и движение частиц второй системы по отношению к любой из частиц первой системы со статистич. точки зрения также одинаковы. Для поведения свободных частиц выводятся ур-ния, интерпретируемые как законы динамики, тяготения и электродинамики. При этом постоянная тяготения γ выступает лишь как определение единицы массы через единицы времени и длины. Согласно Милну, поле тяготения создается и воспринимается лишь частицами статистич. системы, т. е. уклонениями в распределении частиц от субстрата. Каждая из фундаментальных частиц служит центром сгущения частиц статистич. системы. Меру длины Милн определяет через меру времени требованием постоянства скорости света c. Оставляя заранее меру (шкалу) времени произвольной, Милн выделяет затем две шкалы времени. В одной из них («кинематической») относительные скорости фундаментальных частиц положительны и постоянны, в другой («космической») эти скорости равны нулю. Связь между «кинематич.» шкалой t и «космич.» шкалой τ может быть представлена в виде: $\tau = t_0 \ln(t/t_0) + t_0$, причем $t = 0$ или $\tau = -\infty$ есть момент совпадения всех частиц, а t_0 — произвольный данный момент времени. С каждой фундаментальной частицей в любой шкале можно связать жесткую невращающуюся систему отсчета. В космич. шкале все такие системы совпадают, т. к. пространство этой шкалы сопутствует субстрату. Метрика пространства таких систем предполагается евклидовой в кинематич. шкале; тогда в космич. шкале метрика пространства таких систем будет гиперболической.

Вид полученных Милном ур-ний в кинематич. и космич. шкалах различен. Ур-ния распространения электромагнитных волн и формулы специальной теории относительности имеют обычный вид в кинематич. шкале. Ур-ния же динамики и ньютонов закон тяготения имеют вид, наиболее близкий к обычному, в космич. шкале.

В кинематич. шкале расстояния между галактиками, размеры твердых тел, момент количества движения «изолированной» системы и «постоянная» тяготения возрастают пропорционально t, а частоты, свойственные данному атому, остаются неизменными. Красное смещение выступает как следствие расширения вселенной, причем $H = t^{-1}$, ρ (собственная плотность)$\sim$ $\sim t^{-3}$, $\frac{4}{3}\pi\gamma\rho = H^2$. Бесконечное множество галактик заполняет внутренность сферы радиуса $R = ct$ с плотностью, неограниченно возрастающей при приближении к ее границам. В космич. шкале расстояния между галактиками, размеры твердых тел, момент количества движения и постоянная тяготения неизменны, но частоты, свойственные данному атому, возрастают с течением времени по экспоненциальному закону. Вселенная в этой шкале статична, а красное смещение выступает как следствие векового возрастания атомных частот. Бесконечное множество галактик равномерно заполняет бесконечное (гиперболическое) пространство.

В кинематич. шкале «возраст вселенной» конечен и равен $t = H^{-1}$. Радиоактивные методы дают возрасты, измеренные в той же шкале. Следовательно, они не должны превышать величины H_0^{-1}. В космич. шкале возраст вселенной бесконечен. Методы статистич. механики дают возрасты, измеренные в этой шкале. Следовательно, они могут быть сколь угодно велики. Т. о., наличие двух шкал времени устраняло противоречие между «короткой» и «долгой» шкалами времени в К., и именно в этом состояло основное назначение двух шкал в теории Милна. Что же касается невязок между космологич. короткой шкалой времени и возрастом звезд, то в этом отношении теория Милна не имеет существенных преимуществ перед релятивистской К. В настоящее время теория Милна, названная им «кинематич. космологией» и «кинематич. теорией относительности», по-видимому, оставлена.

Затруднения со шкалой времени и с объяснением постоянного образования космич. объектов, в конечном счете, привели к появлению теории стационарного или равновесного состояния (steady state) вселенной (Бонди и Голд, модель SS). В основу этой теории положен т. наз. «совершенный космологич. принцип». Он представляет собой предположение, согласно к-рому вселенная, рассматриваемая в достаточно большом масштабе, одинакова не только везде, но и всегда. В дополнение к этому принципу вводится требование изотропии (в сопутствующих координатах). Красное смещение рассматривается как результат взаимного удаления галактик. Требования однородности и стационарности, составляющие содержание «совершенного космологич. принципа», приводят к заключению, что сопутствующее пространство евклидово и что величина H должна оставаться постоянной, что означает увеличение метагалактич. расстояний

со временем по экспоненциальному закону. Сказанное в точности соответствует модели де Ситтера (S, $\Lambda > 0$) в системе отсчета, в к-рой $k = 0$, $R \sim \exp at$, $a = \sqrt{\Lambda c^2/3}$. Однако, в отличие от модели де Ситтера, в модели, к-рую рассматривают Бонди и Голд, средняя плотность ρ отлична от нуля. Взаимное удаление галактик должно приводить к непрерывному падению этой плотности. Но, согласно требованию стационарности, эта плотность должна оставаться неизменной. Следовательно, по мысли авторов теории, упомянутое падение плотности должно компенсироваться непрерывным «творением» вещества «из ничего», — в виде диффузного вещества, служащего материалом для образования новых космич. тел. В этой теории, очевидно, все мировые постоянные неизменны, и в их число входят также H и ρ. Поэтому эмпирич. соотношения, связывающие эти величины с другими постоянными, рассматриваются как неизменные, хотя никакого объяснения не получают. Подобно «кинематич.» теории Милна, рассматриваемая теория лишена к.-либо физико-теоретич. основы.

Хойл предложил вариант теории стационарного состояния вселенной, в основу к-рого он положил ур-ния Эйнштейна, видоизмененные путем введения аддитивного члена таким образом, чтобы согласовать их с идеей возникновения вещества («творящее поле»). При сделанном Хойлом выборе этого члена выполняется соотношение: $8\pi\gamma\rho = 3H^2$. Теория Хойла примыкает, т. о., не только к теории Бонди — Голда, но и к теории Иордана.

Теория стационарного состояния вселенной получила нек-рое распространение. Однако предлагаемая этой теорией (в любом варианте) модель вселенной, подобно всем ускоренно расширяющимся моделям, находится в противоречии с современными эмпирич. данными о зависимости красного смещения от звездной величины (см. выше).

Ввиду постоянного возникновения новых космич. объектов в модели SS, для нее теоретич. зависимость N_m от m_{bol}, где N_m — число галактик не слабее звездной величины m_{bol}, существенно отличается от такой же зависимости для обычных релятивистских космологич. моделей. Это создает дополнительную принципиальную возможность для сопоставления модели с эмпирич. данными. Однако данные современной оптич. астрономии не достаточны для такого сопоставления. Лишь аналогичные данные радиоастрономии, именно зависимость числа радиогалактик (N_s) с наблюдаемой монохроматич. плотностью потока радиоизлучения, не уступающей данному значению (S), от последнего, позволяют провести такое сопоставление, поскольку радиотелескопы позволяют наблюдать более далекие объекты, чем обычные оптич. телескопы. Результаты этого сопоставления оказываются не в пользу теории стационарного состояния вселенной.

5. Теория анизотропной неоднородной вселенной. Теория однородной изотропной вселенной подвержена критике, по крайней мере, с трех различных точек зрения: общей, физико-теоретической и астрономически-эмпирической. С общей точки зрения представляется ничем не оправданной неограниченная экстраполяция на всю вселенную свойств и даже количественных характеристик охваченной наблюдениями области при сопоставлении теории с эмпирич. данными. Такую экстраполяцию неизбежно таит в себе постулат однородности, если упомянутая теория применяется ко вселенной как целому (или ко всей вселенной). С физико-теоретич. точки зрения невозможно, оставаясь в рамках обсуждаемой теории, установить степень общности ее результатов и возможность их применения ко вселенной при наличии даже слабых уклонений от однородности и изотропии. Наконец, с астрономически-эмпирической точки зрения постулаты однородности и изотропии оказываются в лучшем случае не обоснованными, поскольку они, строго говоря, не оправдываются в окружающей нас части Метагалактики, к к-рой относятся сравнительно более богатые и надежные эмпирич. данные и в к-рой можно констатировать неоднородность распределения масс (в частности, существование таких образований, как сверхгалактики, т. е. целые системы скоплений галактик) и нек-рую, хотя и слабую, анизотропию деформации (расширения), — во всяком случае, в пределах нашей Сверхгалактики [24—29]. По мере изучения Метагалактики постулаты однородности и изотропии оттесняются в области все больших, относительно менее изученных масштабов: несколько десятилетий тому назад предполагалось, что постулаты однородности и изотропии справедливы для распределения и движения самих галактик и даже в тех масштабах, в к-рых в наст. время открыто существование сверхгалактик.

Релятивистская теория анизотропной неоднородной вселенной делает еще свои первые шаги. Она существенно сложнее теории однородной изотропной вселенной в математич. отношении. В наст. время можно отметить наличие двух направлений в исследовании анизотропной неоднородной вселенной. Для одного направления характерно рассмотрение идеализованных космологич. моделей (обычно обладающих к.-л. свойствами симметрии) и нахождение описывающих их точных решений ур-ний Эйнштейна [16, 21, 30]. Таковы модели: неоднородные сферически-симметричные и однородные вращающиеся аксиально-симметричные. Нек-рые модели представляют распределения с местными (локальными) уклонениями от равномерного распределения масс. Для другого направления характерно общее качественное рассмотрение поведения материи и метрики в анизотропной неоднородной вселенной в рамках теории тяготения Эйнштейна [31—33]. При этом можно рассматривать поведение произвольной области вселенной. В обоих направлениях обычно, как и в теории однородной изотропной вселенной, материя рассматривается как непрерывная среда, обладающая непрерывным полем подсветовых скоростей, и используются, как правило, системы отсчета, сопутствующие массе (энергии) или же веществу (при наличии потока энергии относительно вещества эти системы не совпадают). Поведение анизотропной неоднородной вселенной рассматривается также в «ньютонианской» К. Аналогия между релятивистской и нерелятивистской теорией, возможность введения в последней сопутствующих координат и использования ее в качестве приближения к первой, в общем, имеют место и в случае анизотропной неоднородной вселенной [21, 33]. Ниже рассматриваются лишь результаты релятивистской теории.

Существенное значение для теории имеет то обстоятельство, что в общем случае нельзя выбрать пространственные сечения так, чтобы они всюду были ортогональными к линиям времени сопутствующей системы отсчета, т. е., чтобы в ней $g_{0i} = 0$, $i = 1, 2, 3$. Это означает, в частности, неголономность сопутствующего пространства, если его определить так, чтобы оно в каждой мировой точке было ортогональным к линиям времени сопутствующей системы. Вместе с тем это означает, что в сопутствующей системе на движущиеся частицы действуют силы Кориолиса («абсолютное вращение»).

Уклонения от изотропии и однородности (иначе говоря, зависимость физич. и геометрич. характеристик от пространственных направлений и координат) могут быть описаны рядом факторов анизотропии и факторов неоднородности, из к-рых в ур-ния теории

входят шесть факторов анизотропии и столько же факторов неоднородности. Перечислим лишь факторы анизотропии: анизотропия кривизны пространства (различие римановых кривизн в разных двумерных направлениях), анизотропия скорости деформации пространства (различие в скорости расширения или сжатия сопутствующего пространства в разных направлениях), абсолютное вращение (см. выше), силовое поле (поле «массовых» сил, уравновешивающих действие «поверхностных» сил в сопутствующей системе, поскольку по отношению к ней среда покоится), поток энергии и вязкость (поскольку последняя связана с анизотропией деформации). Прежде всего легко установить, что неоднородность влечет за собой и анизотропию, но последняя не требует неоднородности. Соответственно возможны, и действительно известны, модели: однородные изотропные, однородные анизотропные (напр., вращающиеся) и неоднородные анизотропные (напр., сферически-симметричные), тогда как неоднородные изотропные модели вообще немыслимы.

При нек-рых упрощающих предположениях, оправдывающихся, в частности, при достаточно слабой анизотропии, легко исследовать поведение с течением времени нек-рых факторов анизотропии, включая абсолютное вращение. При этом выясняется, что эти факторы быстро убывают при расширении сопутствующего пространства. Следовательно, анизотропия, слабая (согласно эмпирич. данным) в современную эпоху, должна была быть более значительной в прошлом. Мало того, даже полное отсутствие заметной анизотропии в современную эпоху не исключало бы наличия значительной анизотропии в прошлом. При сжатии сопутствующего пространства слабые уклонения от изотропии должны усиливаться.

Зависимость линейных размеров любого элемента среды (или сопутствующего ей пространства) может быть охарактеризована величиной $R = fV^{1/3}$, где V — объем этого элемента, а f — произвольная положительная функция только пространственных координат. (Величина R описывает поведение объема с течением времени так же, как величина, обозначаемая той же буквой в теории однородной изотропной вселенной.)

Из ур-ний теории следует существенная зависимость поведения величины R, иначе говоря, размеров элемента сопутствующего пространства от факторов анизотропии (от силового поля, абс. вращения и анизотропии деформации, а также от вязкости и потока энергии). Наличие этой зависимости не позволяет считать надежными космогонич. выводы из теории однородной изотропной вселенной, относящиеся к прошлому Метагалактики. Прежде всего, это относится к выводам о продолжительности расширения и о неизбежности сингулярности в его начале (при $\Lambda \leqslant 0$). При этом анизотропия деформации или силовое поле в случае, когда поверхностные силы стремятся сжать материю, не только не могут устранить сингулярность или удлинить шкалу времени, но действуют в противоположном смысле. (В анизотропной вселенной возможны сингулярности не только того типа, к-рый известен для однородной изотропной вселенной, но и более сложные: материя может, напр., неограниченно сжиматься в одних направлениях и при этом неограниченно же растягиваться в др. направлениях [30, 34]). Лишь абс. вращение, а также поверхностные силы, в случае, когда они стремятся расширить материю, могли бы удлинить шкалу времени и даже устранить сингулярность, поскольку эти факторы могут привести к замедлению сжатия и смене его ускоренным (в начале) расширением.

Рассмотрение системы ур-ний Эйнштейна показывает, что она действительно допускает не только удлинение шкалы времени, но и решения с регулярным минимумом R вместо сингулярности (при любой Λ, включая $\Lambda = 0$), причем обеспечиваются сохранение надлежащей сигнатуры элемента интервала (т. е. пространственно-временно́й характер метрики) и выполнение физически естественных условий, включая термодинамич. требования и задание надлежащего ур-ния состояния. Прохождение R для смежных элементов объема через регулярный минимум м. б. и не одновременным, причем смена сжатия расширением в разных направлениях также будет, вообще говоря, не одновременной. Максимальная плотность может быть и не слишком высокой.

Возможности, предоставляемые релятивистской К. для анизотропной неоднородной вселенной, в частности, позволяют избежать те противоречия и невязки, к-рые возникают при сопоставлении следствий из теории однородной изотропной вселенной с др. данными, прежде всего с космогонич. оценками возрастов наиболее старых объектов. При этом существенны возможность удлинения (по сравнению с величиной H_0^{-1}) продолжительности прошедшей части расширения и возможность регулярного минимума в начале этого расширения. С точки зрения современных данных, показывающих относительную слабость «поверхностных» сил, увеличение продолжительности расширения и прохождение через регулярный минимум были обусловлены гл. обр. абсолютным вращением, а не упомянутыми силами.

Принципиальное значение имеют также вопросы о существовании: а) решений без сингулярностей во времени при $\Lambda = 0$ и б) решений типа O_2. Положительный ответ на первый вопрос в наст. время сформулирован для системы, в к-рой $g_{00} = 1$, $g_{0i} = 0$ (не сопутствующей) [17, 35]. Положительный ответ на второй вопрос позволил бы использовать возможности устранения термодинамич. затруднений, предоставляемые релятивистской К. (см. выше).

То же рассмотрение системы ур-ний Эйнштейна, к-рое показало возможность регулярного минимума R, показывает также, что расширение объема сопутствующего пространства в одной области может сочетаться с одновременным сжатием его объема в другой (смежной) области. Это обстоятельство делает, по меньшей мере, необязательным рассмотрение наблюдаемого расширения Метагалактики как расширения всей вселенной.

Простая связь между знаком кривизны трехмерного пространства и бесконечностью или конечностью его объема, к-рая существует в теории однородной изотропной вселенной, предполагает наличие свойств однородности и изотропии. Эта связь теряется в случае анизотропной неоднородной вселенной. Для нек-рых простых случаев получены частичные теоретич. сведения, но для общего случая анизотропной неоднородной вселенной отсутствуют и они. Более того, сама постановка вопроса о бесконечности или конечности пространства становится сомнительной. Это касается в особенности столь общего случая, в к-ром невозможно установление сопутствующей системы для всей вселенной: последнее имеет место, напр., при наличии областей, заполненных лишь направленными потоками электромагнитного излучения (и в нек-рых др. случаях). Причина этого обстоятельства состоит в том, что инвариантностью обладают свойства пространственно-временного континуума, но не его расщепление на пространство и время и не свойства последних. При наличии сопутствующей системы отсчета и при голономности сопутствующего пространства существует физически преимущественный способ расщепления пространственно-временного континуума на пространство и время, и вопрос о бесконечности или конечности пространства

приобретает определенный смысл, поскольку тогда он ставится применительно к этому способу расщепления, т. е. применительно к голономному пространству сопутствующей системы. Но такая постановка вопроса оказывается невозможной в случае неголономности сопутствующего пространства, и тем более — в случае отсутствия такого пространства. Не исключено, что в этом случае ответ на вопрос о бесконечности или конечности объема пространства зависит от выбора системы отсчета и пространственных сечений. Аналогичное положение имеет место в случае пустых моделей, в к-рых нет систем, сопутствующих массе. Оказалось, что пространственный объем одной и той же четырехмерной области может быть конечным в одной системе отсчета и бесконечным в другой системе отсчета. Наиболее интересными оказались пустые модели с $\Lambda > 0$. В них пространственно-временной мир одной системы отсчета, имеющий бесконечное пространство (в этой системе отсчета), составляет часть пространственно-временного мира другой системы отсчета, имеющей конечное, замкнутое пространство (в этой последней системе отсчета).

Сходное, хотя и несколько иное, положение имеет место и в вопросе о времени. Так, продолжительность к.-л. процесса может быть конечной в одной системе отсчета и бесконечной в др. системе отсчета. Известно, напр. [1,36], что коллапс гравитирующей сферы в сопутствующей системе происходит за конечное время, тогда как по отношению к статич. системе вне этой сферы ее радиус асимптотически (при $t \to \infty$) стремится к нек-рому предельному значению, так что в бесконечное время в этой системе укладывается лишь часть процесса сжатия сферы.

В связи с изложенными результатами выясняется, что бесконечный пространственно-временной мир к.-л. системы отсчета может и не покрывать собой всей вселенной и быть лишь частью мира другой системы отсчета.

Т. о., переход к теории анизотропной неоднородной вселенной приводит не только к необходимости и возможности новых решений космологич. вопросов, но и к необходимости их новой постановки, включая постановку таких вопросов, как определение К., ее основы, проблема экстраполяции и даже понятие вселенной [33, 37].

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, М.—Л., 1951; 2) Selety F., «Ann. Physik», 1922, Bd 68, S. 281; 1923, Bd 72, S. 58; 1924, Bd 73, S. 291; 3) Charlier C. V. L., «Arkiv för mat., astron. och fysik», 1908, v. 4, № 24; 1922, v. 16, № 22; 4) Фесенков В. Г., «Астрон. ж.», 1937, т. 14, вып. 5—6, с. 413; 5) «Астрон. ж.», 1939, т. 16, вып. 2, с. 71; 6) Эйгенсон М. С., «ДАН СССР», 1940, т. 26, № 2, с. 140; № 8, с. 759; 7) Станюкович К. П., в кн.: Внегалактическая астрономия и космология. Тр. 6 совещания по вопросам космогонии, М., 1959, с. 219; 8) Плоткин И. Р., там же, с. 228; 9) Терлецкий Я. П., там же, с. 214; 10) Шкловский И. С., «Астрон. ж.», 1953, т. 30, вып. 5, с. 495; 11) Einstein A., «Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.», Jg. 1917, Hlbd I, S. 142 (рус. пер.—в кн.: Лоренц Г. А., Пуанкаре А., Эйнштейн А., Минковский Г., Принцип относительности. Сб. работ, М.—Л., 1935, с. 315); Эйнштейн А., Сущность теории относительности, пер. с англ., М., 1955; 12) Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; 13) Sitter W. de, «Monthly Notices Roy. Astron. Soc.», 1917, v. 78, p. 3; 14) Friedman A., «Z. Phys.», 1922, Bd 10, S. 377 (рус. пер. в «ЖРФХО, ч. физ.», 1924, т. 56, вып. 1, с. 59); его же, «Z. Phys.», 1924, Bd 21, S. 326; 15) Tolman R. C., Relativity, thermodynamics and cosmology, Oxf., 1934; 16) Мак Витти Г. К., Общая теория относительности и космология, пер. с англ., М., 1961; 17) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Теория поля, 4 изд., М., 1962; 18) Heckmann O., Theorien der Kosmologie, B., 1942; 19) Bondi H., Cosmology, 2 ed., Camb., 1960; 20) Наан Г. И., в кн.: Вопросы космогонии, т. 6, М., 1958, с. 277; 21) Heckmann O. und Schücking E., Newtonsche und Einsteinsche Kosmologie, в кн.: Handbuch der Physik, Bd 53, B., 1959, S. 489; их же, Andere kosmologische Theorien, там же, S. 520; 22) Петров А. З., Пространства Эйнштейна, М., 1961; 23) Hubble E. P., «Proc. Nat. Acad. Sci.», 1929, v. 15, № 3, p. 168; 24) Амбарцумян В. А., «Вопр. космогонии», 1962, т. 8, с. 3; 25) Эйгенсон М. С., Внегалактическая астрономия, М., 1960; 26) Rubin Vera Cooper, «Astron. J.», 1951, v. 56, № 2, p. 47; 27) Огородников К. Ф., «Вопр. космогонии», 1952, т. 1, с. 150; 28) Vaucouleurs G. de, «Astron. J.», 1953, v. 58, № 1, p. 30; Вокулер Ж. де, «Астрон. ж.», 1959, т. 36, вып. 6, с. 977; 29) Псковский Ю. П., там же, 1960, т. 37, вып. 6, с. 1056; 30) Schücking T. und Heckmann O., в кн.: La Structure et l'Evolution de l'Univers, Brux., 1958, p. 149; 31) McCrea W. H., «Z. Astrophys.», 1939, Bd 18, H. 2, S. 93; 32) Raychaudhury A., «Phys. Rev.», 1955, ser. 2, v. 98, № 4, p. 1123; 33) Зельманов А. Л., в кн.: Внегалактическая астрономия и космология. Тр. 6 совещания по вопросам космогонии, М., 1959, с. 144; «ДАН СССР», 1959, т. 124, вып. 5, с. 1030; 1960, т. 135, № 6, с. 1367; Тр. 2 съезда Всес. Астрон.-геод. об-ва, М., 1960, с. 72; 34) Лифшиц Е. М. и Халатников И. М., «ЖЭТФ», 1960, т. 39, вып. 1, с. 149; вып. 3, с. 800; 35) Лифшиц Е. М., Судаков В. В., Халатников И. М., там же, 1961, т. 40, вып. 6, с. 1847; 36) Oppenheimer J. R., Snyder H., «Phys. Rev.», 1939, v. 56, p. 455; 37) Наан Г. И., в кн.: Внегалактическая астрономия и космология. Тр. 6 совещания по вопросам космогонии, М., 1959 с. 243.—См. также лит. в кн.: Астрономия в СССР за 40 лет. 1917—1957, М., 1960, с. 678.

А. Л. Зельманов.

КОСМОНАВТИКА (астронавтика, звездоплавание) — наука о полете летательных аппаратов в космич. пространстве. Основная цель космич. полетов — изучение и освоение человеком небесных тел, межпланетного, а затем и межзвездного пространства.

Основоположником К. является К. Э. Циолковский [1], впервые (1903) указавший на необходимость и рациональность применения реактивных аппаратов для космич. полетов и предложивший первую схему космич. ракеты. Многие предложенные им идеи (1903—35) реализованы лишь недавно или еще ждут реализации (использование жидких топлив, солнечной и атомной энергии; применение многоступенчатых ракет, использование торможения об атмосферу для спуска на планету, создание постоянного спутника-станции путем сборки его на орбите из частей; идеи, касающиеся газовых рулей, стабилизации и управления в полете; идеи, касающиеся борьбы с перегрузками и невесомостью, обеспечения необходимого теплового режима для ракеты и экипажа, использования растений для создания в космич. аппаратах круговорота веществ, аналогичного наземному, в течение практически неограниченного времени). Идеи К. Э. Циолковского в СССР развивали Ф. А. Цандер [2] и др. За границей пионерами в развитии К. и теории ракет являются Г. Оберт [3], Р. Эно-Пельтри [4], Р. Годдард [7]. Первое полное и систематическое изложение вопросов К. было дано Н. А. Рыниным [5].

В 1950 г. была создана Международная астронавтическая федерация (МАФ) с официальным органом — научным журналом [8]. В последние годы публикуются труды ежегодных конгрессов МАФ.

Первым космич. аппаратом был искусственный спутник Земли, запущенный в СССР 4.X.1957 г. с помощью многоступенчатой ракеты. В январе 1958 г. запущен первый спутник в США. В 1959 г. в СССР были запущены 3 автоматические космические ракеты с научной аппаратурой. Первая из них, запущенная 2 января, прошла на расстоянии ок. 5 тыс. *км* от Луны, преодолела земное притяжение и стала первым искусственным спутником Солнца; вторая впервые достигла поверхности Луны и доставила туда вымпел СССР; третья сфотографировала не видимую с Земли сторону Луны и передала снимки по радио на Землю. 3.III.1959 г. была запущена первая американская искусственная планета, а 2.III.1960 г. — вторая. Вес их был гораздо меньше, чем у советских космич. ракет. Новые возможности проникновения в Космос открыл старт с тяжелого спутника космич. аппарата к планете Венера, осуществленный в Советском Союзе 12 февраля 1961 г.

Развитие К. в СССР привело к созданию кораблей-спутников весом более 4,5 *т* для полета человека.

12 апреля 1961 г. первый в мире пилот-космонавт Ю. А. Гагарин на корабле-спутнике «Восток-1» за 108 мин. облетел земной шар и благополучно приземлился. Открылась эра полетов человека в Космос. Пилот-космонавт Г. С. Титов на корабле-спутнике «Восток-2» за 25 часов 6 и 7 августа 1961 г. сделал 17 оборотов вокруг Земли и благополучно спустился в заданном районе. Пилоты-космонавты А. Г. Николаев и П. Р. Попович на космич. кораблях «Восток-3» и «Восток-4» впервые совершили групповой полет, причем первый сделал более 64 оборотов вокруг Земли за 95 часов (с 11 по 15 августа 1962 г.), а второй — 48 оборотов за 71 час (с 12 по 15 августа 1962 г.). Запуски ракет с человеком на борту производились также в США. В дальнейшем освоении Космоса основными, по-видимому, будут след. направления: 1) Создание искусственных спутников, ориентированных определенным образом в пространстве (на Землю, на Солнце или на звезды), для целей науки и практики (например, ретрансляционных); создание (путем сборки на орбите из частей) обитаемых спутников для научных исследований и спутников-станций для запуска ракет в Космос. 2) Полеты автоматич. ракет к Луне и их посадка на лунную поверхность; высадка человека на лунную поверхность с возвращением на Землю; создание на Луне обитаемых научных станций. 3) Полеты автоматич. ракет с целью зондирования межпланетного пространства и к планетам; создание автоматических искусственных спутников планет; посадка автоматич ракет на поверхность планет; полеты людей к планетам без посадки и с посадкой на них.

В К. изучаются следующие проблемы: конструирование космич. аппаратов, ракет-носителей и ракетных двигателей, динамика полета космич. аппаратов, определение параметров движения и управление полетом, проблема связи с космич. аппаратом, проблемы космич. медицины.

К. тесно связана с механикой, астрономией, физикой, радиофизикой и радиоэлектроникой, геофизикой, а также с биологией и медициной. Многими методами этих наук пользуются в К. для решения конкретных задач; однако специфика этих задач обычно требует серьезной модификации существующих и создания новых методов. Ниже рассматриваются лишь нек-рые современные проблемы К.

Конструирование космических аппаратов, ракет-носителей и ракетных двигателей. Совр. космич. ракеты обычно запускаются вертикально со специальной стартовой площадки, оборудованной системами для заправки ракеты горючим, предпускового контроля ее устройств, включения двигателя и для связи с ракетой на начальном участке полета.

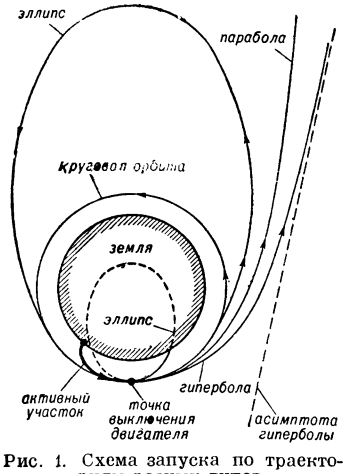


Рис. 1. Схема запуска по траекториям разных типов.

Участок траектории, на котором космич. аппарат движется под действием силы тяги, наз. активным участком. Участок полета с неработающим двигателем наз. пассивным участком. В случае космич. ракет с двигателями на химич. топливе активный участок составляет небольшую часть всего пути (рис. 1). Условия космич. полета резко отличаются от условий у поверхности Земли. На активном участке на предметы, находящиеся в космич. корабле, действует ускорение, к-рое может значительно превышать обычное ускорение силы тяжести. Кроме того, возможны сильные вибрации, сильный шум от работающих двигателей и значительный разогрев от трения об атмосферу. Поэтому при конструировании космич. аппаратов приходится заботиться, чтобы перегрузки, вибрации, шум и темп-ра не превосходили допустимых пределов.

При входе космич. аппарата в атмосферу Земли или др. планеты, имеющей атмосферу, происходят быстрое торможение от трения в плотных слоях атмосферы и сильное нагревание наружной оболочки. При этом могут возникнуть перегрузки, превосходящие перегрузки на активном участке, а темп-ра наружных частей может достигать 1000 и более градусов. Уменьшить эти перегрузки и разогрев можно с помощью специальных тормозных устройств, а также включением двигателя или перехода на режим планирующего спуска. Безопасный спуск на поверхность Луны и др. небесных тел, лишенных атмосферы, возможен только с помощью двигателя.

На участке свободного полета все предметы в космич. корабле становятся невесомыми (см. *Невесомость*). При этом жидкости более не удерживаются на дне сосуда, исчезает конвекционное перемешивание горячих и холодных частей газа; предметы, выделяющие тепло, оказываются окруженными нагретым слоем газа. Чтобы избежать перегрева, осуществляется принудительная вентиляция. Состояние невесомости может сказываться на физиологич. функциях человека во время полета. Если длительное пребывание в состоянии невесомости окажется опасным, то может быть создана искусственная тяжесть вращением космич. аппарата относительно центра масс.

Одной из серьезных проблем является защита от метеоритов. Во время полета поверхность космич. аппарата подвергается частым ударам малых метеоритов весом в миллионные доли *г*. От каждого такого удара получается миниатюрный взрыв и возникает кратер размером в доли *мм*. При длительном полете поверхность космич. корабля может оказаться разъеденной этими ударами (микрометеоритная эрозия). Вероятность столкновения космич. корабля с крупным метеоритом мала. Она приблизительно такая же, как вероятность падения крупного метеорита на участок земной поверхности, сравнимый по площади с поверхностью космич. аппарата. Для уменьшения вреда от удара и разгерметизации объем большого космич. аппарата может быть разделен на герметич. отсеки.

В околоземных *радиационных поясах* на космич. аппарат действует интенсивное излучение. Особенно опасно протонное излучение во внутреннем радиационном поясе. Кроме того, вне пределов атмосферы действуют интенсивные потоки космич. лучей и испускаемые Солнцем корпускулярные потоки, ультрафиолетовые и рентгеновские лучи. Расчеты показывают, что при быстром пересечении космич. аппаратом радиационных поясов и при отсутствии на Солнце *хромосферных вспышек*, сопровождающихся резким повышением интенсивности космич. лучей, космонавты сравнительно просто могут быть защищены от вредного влияния космич. радиации на организм. От радиации хромосферных вспышек, которые неизбежно будут случаться за время межпланетного полета, защитить космонавтов значительно труднее. Однако следует рассчитывать на то, что и эта трудность будет преодолена.

Необходимы устройства для поддержания определенного давления, темп-ры и состава воздуха, для обеспечения питания и для удаления продуктов жизнедеятельности.

Устройства и конструкции космич. аппаратов не только должны быть надежными, легкими и прочными, но и удовлетворять еще специфич. требованиям. Наружные оболочки и приборы должны работать в глубоком вакууме под действием космич. излучения и быть стойкими против микрометеоритной эрозии. Аппаратура не должна портиться от невесомости, от перегрузок, вибраций и т. д. Не только в автоматич. космич аппаратах, но и в аппаратах с экипажем необходима возможно более полная автоматизация оборудования, чтобы в полете требовалось лишь минимальное вмешательство людей в работу приборов.

Необходимость сообщения летательному аппарату больших скоростей является основной трудностью, препятствующей осуществлению космич. полетов. Единственным видом двигателя, не зависящим от внешней среды и пригодным для космич. полетов, является ракетный двигатель. При отсутствии внешних сил скорость, достигнутая под действием реактивной тяги ракетой, находящейся вначале в состоянии покоя, выражается формулой Циолковского: $v = v_r \ln M_0/M$, где v_r — скорость истечения частиц из ракеты, M_0 и M — начальная и текущая массы ракеты. Из этой ф-лы следует, что ракета достигнет тем большей скорости, чем больше скорость истечения частиц и чем бóльшая доля начальной массы может быть израсходована ракетой. Поэтому развитие современных космич. ракет, т. е. ракет на химич. топливах, идет по пути создания все более калорийных топлив, а также по пути облегчения ракетных конструкций.

Скорости истечения в современных реактивных двигателях на твердом топливе составляют 2—2,5 *км/сек*, в жидкостных реактивных двигателях 3—3,5 *км/сек*. Они оказываются недостаточными для достижения космич. скоростей при технически реальных отношениях массы топлива к массе ракеты без топлива. Циолковский впервые предложил создавать составные ракеты. Такими являются советские многоступенчатые космич. ракеты. Составная ракета состоит из ракет-ступеней, каждая из которых разгоняет все последующие ступени как полезный груз и отбрасывается, когда ее топливо кончается. Энергию ракетных двигателей на химич. топливах трудно использовать для питания аппаратуры космич. аппарата на пассивном участке. Удобнее питать аппаратуру от электрохимич. источников тока или от *солнечных батарей*, которые преобразуют энергию радиации Солнца в электроэнергию. Разрабатывается идея создания ракет с атомными и *плазменными двигателями*, в которых энергия для реактивной струи берется от внешнего источника энергии, напр. от реактора. От этого источника может питаться и бортовая аппаратура. В атомных двигателях скорости истечения частиц могут быть порядка десятка *км/сек* и выше, в ионных и плазменных — порядка сотни и более *км/сек*. Однако возможные тяги ионных и плазменных двигателей малы по сравнению с их весом, и ракеты с этими двигателями смогут стартовать лишь с орбиты спутника, куда предварительно должны быть выведены ракетами с достаточно большой тягой. Создание ионных и плазменных двигателей требует решения ряда физич. задач, создания новых материалов и конструкций.

Динамика полета космических аппаратов. Космич. полет после выхода аппарата за пределы атмосферы происходит в среде с пренебрежимо малой плотностью (число частиц в $см^3$ измеряется лишь сотнями или тысячами). Можно считать, что движение аппарата в космич. пространстве на участке свободного полета определяется только силами гравитации. Влияние магнитных полей небесных тел на движение центра масс аппарата пренебрежимо мало, хотя вблизи небесных тел оно и может сказаться на движении аппарата относительно его центра масс. Влиянием давления солнечных лучей также обычно можно пренебречь. Оно может быть существенным лишь при очень больших отношениях площади освещаемой поверхности аппарата к его массе (порядка десятков $см^2/г$ и более).

Форма траектории аппарата на пассивном участке определяется вектором скорости аппарата в конечной точке активного участка. Траекторию целесообразно рассматривать в геоцентрической системе координат при движении аппарата внутри *сферы действия* Земли по отношению к Солнцу и в гелиоцентрической системе координат при движении аппарата вне этой сферы. Внутри сферы действия Земли (имеющей радиус около 1 млн. *км*) малы возмущения от Солнца и траектории близки к конич. сечениям с фокусом в центре Земли; вне ее малы возмущения от Земли и траектории близки к гелиоцентрическим конич. сечениям (отклонения траектории от конич. сечения обусловливаются возмущением движения небесными телами и несферичностью Земли).

Тип траектории определяется скоростью аппарата, соответственно, относительно Земли или Солнца. При скорости, меньшей некоторой критической, конич. сечение, к которому близка траектория, является эллипсом; при скорости, большей критической, оно является гиперболой; при скорости, равной критической, — параболой (рис. 1). Поэтому критическая скорость наз. параболической. Скорости, меньшие параболической, наз. эллиптическими, а бóльшие — гиперболическими.

При отсутствии возмущений аппарат, запущенный с эллиптической геоцентрической начальной скоростью, в зависимости от величины и направления скорости либо падает на Землю, либо остается спутником Земли. Минимальная эллиптическая начальная скорость, необходимая для создания спутника Земли, называется первой космической скоростью. Соответствующая орбита является круговой с радиусом, близким к радиусу Земли R. Скорость v_c любого кругового спутника постоянна и может быть найдена из условия, что центростремительное ускорение равно силе притяжения: $mv_c^2/r = fm/r^2$, т. е. $v_c = \sqrt{fm/r}$. Здесь f — постоянная тяготения, m — масса притягивающего центра, r — расстояние от центра. Величина первой космич. скорости получается при $r = R$ (где R — радиус Земли) и составляет около 8 *км/сек*.

Величина $v_п$ параболич. скорости не зависит от ее направления и может быть определена из закона сохранения энергии: $v^2/2 - fm/r = h$ при значении произвольной постоянной $h = 0$. Для эллиптич. траекторий $h < 0$, для гиперболических $h > 0$. Величина параболич. скорости убывает обратно пропорционально корню квадратному из радиуса. У поверхности Земли, т. е. при $r = R$, геоцентрическая параболическая скорость $v_п = 11{,}2$ *км/сек*. Эта величина называется второй космической скоростью. При отсутствии влияния небесных тел космич. аппарат, запущенный с такой или большей скоростью с земной поверхности, способен вдоль одной из ветвей параболы или гиперболы удалиться от Земли в бесконечность, тогда как при меньших скоростях это невозможно.

При рассмотрении движения аппарата вне сферы действия Земли его начальная гелиоцентрич. скорость находится в результате векторного сложения геоцентрич. скорости аппарата со скоростью движения Земли вокруг Солнца по орбите, близкой к круговой. При небольших избытках начальной геоцентрич. скорости над местной параболической гелиоцентрич.

начальная скорость не очень велика, и космич. аппарат становится спутником Солнца с орбитой, отличной от земной. На расстоянии Земли от Солнца, составляющем ок. 150 млн. *км*, круговая гелиоцентрич. скорость составляет ок. 29,9 *км/сек*, а параболическая — ок. 42,1 *км/сек*. Это значит, что достаточно космич. аппарату при выходе из сферы действия Земли иметь скорость ок. 12,2 *км/сек* в направлении движения Земли по ее орбите, чтобы он навсегда по гелиоцентрич. параболе покинул Солнечную систему. Соответствующая начальная скорость у земной поверхности составляет ок. 16,5 *км/сек*. Эта скорость наз. третьей космической скоростью. При направлениях запуска, отличных от направления скорости Земли, для получения параболич. скорости требуются начальные геоцентрич. скорости, превышающие 16,5 *км/сек*, но меньшие 73 *км/сек*.

Минимальная геоцентрич. скорость у поверхности Земли, необходимая для достижения Луны, примерно на 1% меньше второй космич. скорости. Соответствующий эллипс сильно вытянут, его эксцентриситет очень близок к единице, а время полета до орбиты Луны составляет ок. 5 суток. С ростом скорости время полета до лунной орбиты быстро уменьшается и при полете со второй космич. скоростью составляет ок. 2 суток. Минимальные геоцентрич. скорости вблизи Земли, необходимые для достижения планет, заметно больше второй, но меньше третьей космич. скорости. Траектории с начальными скоростями, близкими к минимальным, могут быть реализованы не в любое время, а лишь в определенные интервалы времени, когда Земля и планета, к которой осуществляется полет, занимают благоприятные взаимные положения; такие интервалы для запусков существуют не в каждом году. Энергетически наиболее выгодные гелиоцентрич. траектории межпланетного полета близки к эллипсам (рис. 2), касающимся орбит Земли и планеты назначения. При больших отклонениях времени запуска от оптимального вектор гелиоцентрич. скорости на выходе из сферы действия Земли должен существенно отличаться от касательной к земной орбите, так что необходимые геоцентрич. начальные скорости могут быть намного больше минимальной и даже могут превзойти третью космич. скорость. Полеты к планетам Солнечной системы, расстояния до к-рых измеряются десятками, сотнями и тысячами млн. *км*, могут длиться месяцы, годы и столетия.

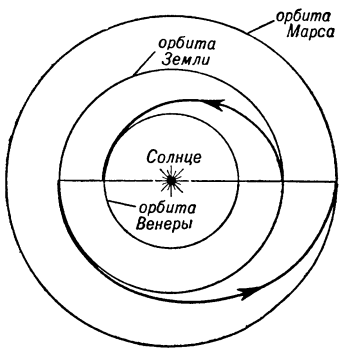


Рис. 2. Траектории межпланетного полета, близкие к энергетически оптимальным.

В связи с трудностью достижения больших скоростей, первой задачей теории космич. траекторий — космической баллистики — является определение траекторий, требующих от ракеты минимальных энергетических затрат. Важной задачей также является исследование влияния разброса начальных данных на параметры траектории. Она решается путем проведения массовых машинных расчетов траекторий. Оказывается, что для реализации космич. траекторий требуются чрезвычайно высокие точности выдерживания начальных данных, различные для траекторий разного назначения.

Определение параметров движения аппарата и управление полетом. На активном участке ракету ведет специальная система управления по заранее выбранной программе. Оптимальная программа определяется методами вариационного исчисления из условия, чтобы затраты топлива на достижение заданной цели в конце пассивного участка были минимальны. Но, вследствие неточности реализации программы и ошибок расчета, фактич. движение космич. аппарата на пассивном участке отличается от расчетного. Оно может быть определено с помощью математич. обработки счетно-решающими устройствами результатов радиотехнических и оптических измерений параметров траектории пассивного участка. Измерения и обработка могут производиться как на Земле, так и на борту аппарата.

Радиотехнич. средствами можно измерять скорость изменения отрезка прямой между передатчиком и приемником и величину этого отрезка. Применение остронаправленных антенн позволяет получить два угла, определяющие направление этого отрезка в пространстве. Наибольшую точность измерения углов дают оптич. измерения, однако из-за малости размеров космич. аппаратов по сравнению с расстояниями до них выполнение оптич. измерений с Земли весьма затруднено.

Измерения параметров движения запущенных космич. аппаратов производились только с Земли. Математич. обработка этих измерений производилась с помощью быстродействующих вычислительных машин методами математич. статистики (напр., *наименьших квадратов методом*). Когда параметры фактич. траектории найдены, движение можно прогнозировать на тем большее время, чем больше точность измерений и обработки. Следует отметить, что движение может отличаться от расчетного не только вследствие разброса начальных данных, но и вследствие неточности знания размеров и гравитационных полей в Солнечной системе, т. е. астрономич. постоянных. При достаточной точности измерений и обработки можно уточнить не только параметры траектории, но и астрономич. постоянные.

Если для полетов около Земли и для попадания в Луну достижимые в наст. время точности реализации начальных данных достаточны, то для достижения планет и для попадания в заданный достаточно малый район на Луне эти точности уже недостаточны. В таких случаях для достижения цели должна быть проведена коррекция траектории во время полета. Для ее осуществления необходимы система определения параметров движения аппарата относительно цели, система ориентации и стабилизации аппарата, вспомогательные корректирующие двигатели. Зная параметры отклонения фактической траектории от цели, можно определить соответствующие векторы корректирующих импульсов на любой момент времени. Расчет параметров корректирующих импульсов может производиться как на Земле, так и на космич. аппарате (автоматически или экипажем).

Проблема связи с космическим аппаратом. Для определения и контроля траектории, для получения информации от космич. аппарата, для передачи с Земли команд автоматам на борту, а также для связи с экипажем космич. кораблей важнейшей является проблема дальней радиосвязи. Радиосвязь возможна лишь на таких волнах, которые способны проходить через ионосферу Земли (и атмосферу планеты, если связь поддерживается с поверхностью планеты) без существенных искажений. При запуске первой советской космич. ракеты впервые в истории техники была осуществлена радиосвязь на расстоянии порядка 500 000 *км*. Со второй американской искусственной планетой радиосвязь поддерживалась до расстояния ок. 37 млн. *км*. Радиосвязь и передачу изображений нужно осуществлять на расстоянии 50—250 млн. *км*

при полетах к Венере и на 70—350 млн. *км* — при полетах к Марсу. Необходимы наземные достаточно мощные передающие устройства и весьма чувствительные приемные устройства. Захватывающие перспективы для связи на космич. расстояния открывает использование волн светового диапазона (см. *Оптический генератор*).

Проблемы космической медицины. Космич. медициной изучается действие различных условий космич. полета на организм человека и его работоспособность в полете. На основании этого изучения строятся методики обследования и отбора кандидатов в члены экипажей космич. кораблей, создаются программы тренировок членов экипажа к полетам различного назначения; разрабатываются требования к питанию космонавтов, к их одежде, скафандрам и защите от излучений, к устройствам, поддерживающим необходимые давление, темп-ру и состав воздуха в космич. аппарате, и к приспособлениям, обеспечивающим питание и удаление продуктов жизнедеятельности; разрабатываются также вопросы санитарии, гигиены и режима работы и отдыха экипажа в полете.

Различные факторы космич. полета, такие, как перегрузки, вибрации, шум, радиация различных видов, в лабораторных условиях могут воздействовать на организм человека и животных с разной интенсивностью, причем как порознь, так и в различных комбинациях. В результате определяются допустимые интенсивности влияния этих факторов при разной продолжительности их действия. С помощью специальной аппаратуры изучается влияние изменений темп-ры, давления и состава воздуха на функциональное состояние организма и испытываются устройства, обеспечивающие сохранение оптимальных условий в космич. корабле во время полета.

Невесомость в наземных условиях можно создать лишь на короткое время (порядка минуты), и единственным способом изучения более длительного влияния невесомости на живые существа и аппаратуру является их запуск в космич. пространство.

Проблема питания и удаления продуктов жизнедеятельности экипажа в полете является одной из самых трудных, особенно при больших временах полета. Для продолжительности полета порядка недель и, может быть, месяцев она решается созданием достаточных запасов питательных составов и применения химич. поглотителей и специальных ассенизационных устройств. Для времени полета порядка нескольких лет и более представляется необходимым создавать круговорот веществ на космич. аппарате с помощью растений, как предлагал Циолковский, или др. способом. В связи с этим представляет интерес изучение влияния космич. радиации, невесомости и др. факторов космич. полета на растения, в частности на водоросли. Эти и др. биологич. объекты запускались в космос на советских кораблях-спутниках. В космич. медицине изучаются также особенности влияния длительного пребывания в ограниченном изолированном объеме космич. аппарата на психику космонавтов. При этом космонавты должны питаться и жить так, как это будет происходить в полете. Такое изучение особенно важно для успешного осуществления длительных полетов на спутниках и межпланетных кораблях.

Лит.: 1) Циолковский К. Э., Собр. соч., т. 2, М., 1954; его же, Труды по ракетной технике, М., 1947; 2) Цандер Ф. А., Проблема полета при помощи реактивных аппаратов. Сб. ст., 2 изд., М., 1961; 3) Оберт Г., Пути осуществления космических полетов, пер. с нем., М., 1948; 4) Эно-Пельтри Р., Космические полеты (Астронавтика), пер. с франц., М., 1950; 5) Рынин Н. А., Межпланетные сообщения, вып. 1—8, Л., 1928—32; 6) Искусственные спутники Земли, Сб. ст., вып. 1—7, М., 1958—62; 7) Goddard R. H., Rockets. Comprising «A method of reaching extreme altitudes» and «Liquid propellant rocket development», N. Y., [1946]; 8) Astronautica Acta, Bd 1—8, W., 1955—62; 9) Space technology, ed. H. S. Seifer., N. Y.—L., [1959]; 10) Vistas in astronautics, v. 1—2, L.—N. Y., 1959; 11) Advances in space science, v. 1—4, N. Y.—L., 1959—62.

КОСТИНСКОГО ЯВЛЕНИЕ — открыто и изучено в 1906 г. С. К. Костинским при фотографич. наблюдениях двойных звезд. Если оптич. изображения двух точек или маленьких кружков расположены очень близко друг от друга, то вследствие К. я. расстояние между центрами их фотографич. изображений оказывается увеличенным (обычно на несколько μ). К. я. вызывается тем, что при проявлении близко расположенных изображений проявитель в слое между изображениями истощается сильнее, чем с наружной стороны; это приводит к недопроявлению внутр. частей изображения и кажущемуся расширению промежутка между ними. К. я.— один из *пограничных эффектов* при проявлении фотографич. материалов.

Лит.: Миз К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949, гл. 21. *И. И. Брейдо.*

КОТТОН — МУТОНА ЭФФЕКТ — возникновение двойного лучепреломления у вещества, помещенного в магнитное поле, при распространении света перпендикулярно полю. Впервые обнаружено Э. Коттоном (A. Cotton) и Х. Мутоном (H. Mouton) в 1907 г. Схема опыта для наблюдения К. — М. э. аналогична схеме для наблюдения *Керра явления*. Разность хода лучей, выраженная в длинах волн, $\Delta\lambda = l(n_e - n_o)/\lambda = ClH^2$, где l — длина пути луча в веществе, λ — длина волны света в вакууме, H — напряженность магнитного поля, n_o и n_e — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, C — постоянная Коттон — Мутона, зависящая от природы вещества, длины волны света и темп-ры (табл.). Часто применяется постоянная К.—М. э. $K = C\lambda/n$, где n — показатель преломления в отсутствие поля. Постоянная Коттон — Мутона весьма мала, поэтому наблюдение К.—М. э. связано с экспериментальными трудностями, эффект отчетливо наблюдается в жидкостях, стеклах и коллоидах; в газах его наблюдать не удалось.

Значения постоянной Коттон — Мутона C для нек-рых жидкостей [2].

Вещество	Темп-ра (°С)	Длина волны ($m\mu$)	$C \cdot 10^{13}$
Толуол	19,4	589	6,71
Бензол	26,5	580	7,5
Нитробензол	16,3	578	23,5
Ацетон	20,2	578	37,6
Хлороформ	17,2	578	−65,8

Теория К.—М. э. аналогична теории явления Керра. Вещество в магнитном поле становится анизотропным вследствие ориентации в магнитном поле анизотропно поляризующихся молекул (ориентационная теория Ланжевена — Борна), а также из-за непосредственного влияния поля на оптич. поляризуемость молекул. К.—М. э. тесно связан с др. магнитооптич. эффектами: с *Зеемана явлением* и *Фарадея явлением*. Для постоянной Коттон — Мутона теория дает выражение

$$K = \frac{\pi}{3}\frac{n^2+2}{n^2}N\left(3C + \frac{\lambda_0^2}{\pi^2 N}V^2\frac{n^2+2}{6}\right),$$

где n — показатель преломления вещества в отсутствие поля; N — число молекул в единице объема, λ — длина волны света в вакууме, V — *Верде постоянная*. 1-й член в скобках в основном определяется ориентацией молекул в магнитном поле, 2-й член связан с прямым воздействием поля на поляризуемость молекул. Обычно 2-й член значительно меньше 1-го (ана-

логично эффекту Фохта в явлении Керра). Если ограничиться рассмотрением чисто ориентационного эффекта, то величины C связаны с темп-рой T, оптич. поляризуемостью α_i; диамагнитной восприимчивостью χ_i и парамагнитным моментом μ_i молекулы соотношением:

$$C = {}^1/_{45}\,kT\,[(\alpha_1-\alpha_2)(\chi_1-\chi_2)+(\alpha_2-\alpha_3)(\chi_2-\chi_3)+(\alpha_3-\alpha_1)(\chi_3-\chi_1)]+{}^1/_{45}k^2T^2\,[(\alpha_1-\alpha_2)(\mu_1^2-\mu_2^2)+(\alpha_2-\alpha_3)(\mu_2^2-\mu_3^2)+(\alpha_3-\alpha_1)(\mu_3^2-\mu_1^2)].$$

Предполагается, что тензоры оптич. поляризуемости и диамагнитной восприимчивости имеют одни и те же главные направления, что верно лишь для молекул, обладающих достаточно высокой симметрией. 1-й член суммы связан с *диамагнетизмом*, а 2-й — с *парамагнетизмом* в молекуле. Для парамагнитных молекул 2-й член значительно больше 1-го, для диамагнитных — 2-й член равен нулю. Из приведенного выражения видно, что постоянная Коттон—Мутона падает с ростом темп-ры, что объясняется дезориентацией молекул вследствие теплового движения. Изучение К.—М. э. в диамагнитных веществах позволяет определить анизотропию диамагнитной восприимчивости молекул.

Лит.: 1) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951, гл. 10; 2) Борн М., Оптика, пер. с нем., Харьков — Киев, 1937, § 77—79. *В. А. Кизель.*

КОТТРЕЛЛА ОБЛАКА (Коттрелла атмосферы) — скопления атомов растворенного вещества вокруг *дислокаций*. Вблизи краевой дислокации в металлах возникают поля напряжений, к-рые приводят к появлению сжатых и растянутых областей материала. Атомы примесей, расширяющие решетку металла, находятся в растянутых областях в энергетически более выгодном положении, чем в сжатых. Для атомов (в случае *твердых растворов* замещения), имеющих линейные размеры меньшие, чем атомы растворителя, положение обратное: энергия системы растворитель — растворенное вещество уменьшается при нахождении их в сжатых областях. В твердых растворах внедрения атомы растворенного вещества всегда вызывают локальное расширение решетки и, следовательно, имеют тенденцию собираться в растянутых областях. Т. о., вокруг дислокации происходит перераспределение атомов растворенного вещества, приводящее к уменьшению упругих искажений кристаллич. решетки металла. Возникновение К. о. всегда затрудняет движение дислокаций, что, по-видимому, является одной из основных причин упрочнения (по сравнению с чистым металлом) при образовании однофазных твердых растворов. Напр., при теоретич. рассмотрении равновесного распределения углерода в решетке α-*Fe*, содержащей краевую дислокацию, оказывается, что последнюю окружает облако атомов растворенного вещества, к-рое затормаживает ее движение при приложении внешней нагрузки [1]. При определенном критич. напряжении дислокация отрывается от своего К. о. (из-за малой подвижности последнего) и приобретает способность свободно перемещаться; этим объясняется резкий предел текучести α-*Fe*. В случае винтовой дислокации также имеет место притяжение к ней атомов растворенного вещества, создающих несимметричные искажения решетки [2]. По оценочному расчету в обоих типах дислокаций в решетке α-*Fe* энергия взаимодействия с атомами углерода достигает 0,75 *эв*; образуются облака, в к-рых наибольшая концентрация углерода, примерно равная 6% атомных, соответствует одному межатомному расстоянию от ядра дислокации. Для образования К. о. вокруг дислокаций требуется очень мало атомов растворенного вещества. Поскольку плотность дислокаций даже в сильно деформированных металлах не превосходит 10^{12} на 1 $см^2$, для того чтобы на один атомный промежуток вдоль линии дислокации приходилось по одному атому растворенного вещества, достаточно содержание таких атомов от общего числа атомов $\sim 0{,}1\%$. Кроме связи дислокаций с атомами растворенного вещества через поля напряжений, существует еще электрическое, химическое и геометрич. взаимодействие [3]. Однако, обычно, при анализе условий возникновения указанных скоплений атомов растворенного вещества гл. обр. рассматриваются описанные выше эффекты. Изложенные представления впервые введены в науку о металлах А. Х. Коттреллом (Cottrell A. H.) в 1948 г.

Лит.: 1) Коттрелл А. Х., Дислокации и пластическое течение в кристаллах, пер. с англ., М., 1958; 2) Cochardt A. W., Schoek G., Wiedersich H., «Acta Meteorol.», 1955, v. 3, № 6, p. 533; 3) Коттрелл А. Х., в сб.: Структура металлов и свойства, пер. с англ., М., 1957, с. 134; 4) Даниленко В. М., «Физ. металлов и металловедение», 1960, т. 9, вып. 6, с. 810. *Б. Я. Любов.*

КОШИ ЗАДАЧА состоит в отыскании частного решения (интеграла) дифференциального ур-ния, удовлетворяющего определенным начальным условиям. Для обыкновенного дифференциального ур-ния 1-го порядка $F(x, y, y') = 0$ начальное условие состоит в том, что $y(x)$ должно принимать наперед заданное значение y_0 при нек-ром $x = x_0$; в этом случае К. з. может быть истолкована геометрически как задача нахождения интегральной кривой ур-ния $F = 0$, проходящей через заранее намеченную точку (x_0, y_0). Для обыкновенного дифференциального ур-ния n-го порядка $F(x, y, y', \ldots, y^{(n)}) = 0$ при $x = x_0$ задаются начальные значения самого решения и его производных до порядка $n-1$ включительно. Для нормальной системы дифференциальных ур-ний $y_k' = f_k(x, y_1, \ldots, y_n)$ $(k = 1,2, \ldots, n)$ при нек-ром $x = x_0$ задаются начальные значения $y_1(x)$, $y_2(x)$, ..., $y_n(x)$. Для общей системы дифференциальных ур-ний $F_k(x, y_1, y_1', \ldots, y_1^{(m_1)}, y_2, y_2', \ldots, y_2^{(m_2)}, \ldots, y_n, y_n', \ldots, y_n^{(m_n)}) = 0$ $(k = 1,2, \ldots, n)$ при нек-ром $x = x_0$ задаются начальные значения $y_i(x), y_i'(x) \ldots, y_i^{m_i-1}(x)$ $(i = 1,2, \ldots, n)$; так, напр., в случае ур-ний динамики системы n материальных точек $\frac{d^2x_i}{dt^2} = f_i$, $\frac{d^2y_i}{dt^2} = g_i$, $\frac{d^2z_i}{dt^2} = h_i$, где $i = 1,2, \ldots, n$, f_i, g_i, h_i зависят от времени, координат и скоростей точек, начальные условия фиксируют положения и скорости точек в нек-рый момент времени $t = t_0$. К. з. ставится также для дифференциальных ур-ний с частными производными и для систем таких ур-ний, но практич. интерес эта задача представляет лишь для определенных классов ур-ний с частными производными. Отметим, в частности, *волновое уравнение* $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2\Delta u + f$ (Δ — лапласиан), для к-рого К. з. состоит в отыскании решения $u(P, t)$, удовлетворяющего в нек-рой области D пространства условиям $u(P, 0) = \varphi_1(P)$, $u_t'(P, 0) = \varphi_2(P)$, где φ_1, φ_2 — заданные ф-ции. Такая задача, когда D заполняет все пространство, способна заменить краевую задачу для ур-ния $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2\Delta u + f$ в тех случаях, когда оно задано в большой области, и решение нужно получить для короткого промежутка времени, в течение к-рого не скажется влияние границы области, учитываемое краевыми условиями.

Лит.: 1) Степанов В. В., Курс дифференциальных уравнений, 6 изд., М., 1953; 2) Петровский И. Г., Лекции об уравнениях с частными производными, 3 изд., М., 1961; 3) Курант Р., Гильберт Д., Методы математической физики, пер. с нем., М.—Л., 1951. *Д. А. Васильков.*

КОШИ ИНТЕГРАЛ (или интегральная формула Коши) — формула, выражающая значения аналитич. ф-ции внутри контура через ее значения на самом контуре. Если C — замкнутый гладкий (или кусочно-гладкий) контур в комплексной пло-

скости, не пересекающий сам себя, а $f(z)$ — однозначная ф-ция, аналитическая в области D, лежащей внутри C, и на самом C, то для любого z, заключенного внутри C,

$$f(z)=\frac{1}{2\pi i}\int_C \frac{f(\zeta)}{\zeta-z}d\zeta.$$

где C обходит D в положит. направлении. Если z выбрать вне C, то этот интеграл обратится в нуль; при z, лежащих на самом C, этот интеграл оказывается, вообще говоря, расходящимся несобственным интегралом. Условия, налагаемые на C и $f(z)$, могут быть видоизменены так же, как и в *Коши теореме*. Если L — произвольный (может быть, незамкнутый) контур, а ф-ция $\varphi(\zeta)$ задана и непрерывна на L, то

$$\Phi(z)=\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta-z}d\zeta$$

—т. н. интеграл типа Коши—представляет собой аналитич. ф-цию переменного z вне контура L. Ее производные можно вычислять, дифференцируя по z под знаком интеграла:

$$\Phi^{(k)}(z)=\frac{k!}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{(\zeta-z)^{k+1}}d\zeta \quad (k=1, 2, \ldots);$$

это же справедливо, в частности, для ф-ции, представленной интегралом Коши.

Лит.: Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 2 изд., М., 1958, гл. 1, § 4.

Д. А. Васильков.

КОШИ НЕРАВЕНСТВО — одно из наиболее употребительных неравенств для конечных сумм:

$$\left(\sum_{k=1}^{n} a_k b_k\right)^2 \leqslant \sum_{k=1}^{n} a_k^2 \sum_{k=1}^{n} b_k^2.$$

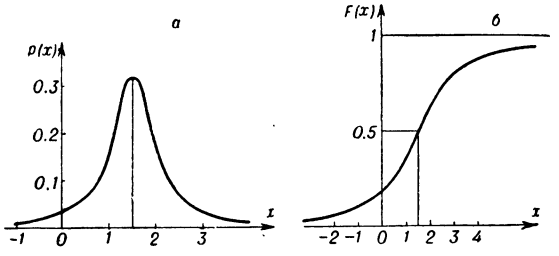
КОШИ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — специальный вид распределения вероятностей случайных величин; характеризуется плотностью:

$$p(x)=\frac{1}{\pi}\frac{\lambda}{\lambda^2+(x-\mu)^2}, \quad \lambda>0.$$

Характеристич. ф-ция:

$$f(t)=e^{\mu it-\lambda|t|}.$$

К. р. — унимодально и симметрично относительно точки $x=\mu$, являющейся его *модой* и *медианой*. Ни

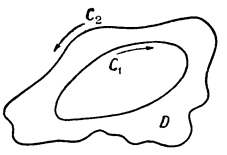


Распределение Коши: *а* — плотность вероятности; *б* — функция распределения.

один из моментов К. р. положительного порядка не существует. На рис. дано К. р. при $\mu=1{,}5$, $\lambda=1$.

В. И. Битюцков.

КОШИ ТЕОРЕМА — теорема о равенстве нулю интеграла по замкнутому контуру от аналитич. ф-ции. Если C — замкнутый гладкий (или кусочно-гладкий) контур в комплексной плоскости, не пересекающий сам себя, а $f(z)$ — однозначная функция, аналитическая на C и внутри C, то $\int_C f(z)dz=0$. Это равенство справедливо и тогда, когда $f(z)$ аналитична лишь внутри C, но непрерывна и в точках контура C. Теорема Коши распространяется и на сложные контуры, состоящие из нескольких непересекающихся замкнутых контуров. Так, в случае контура C, состоящего из C_1 и C_2 (см. рис.), под областью D, лежащей внутри C, следует понимать часть плоскости, заключенную между C_1 и C_2. Соответственно с этим



$$\int_C f(z)\,dz=\int_{C_1} f(z)\,dz+\int_{C_2} f(z)\,dz=0,$$

где положит. обход области D требует обхода C_1 и C_2 в направлениях, указанных стрелками. При вычислении интеграла $\int_L f(z)dz$ от однозначной аналитич. ф-ции по произвольному (незамкнутому) пути L, соединяющему фиксированные точки z_1 и z_2, теорема Коши позволяет, не изменяя значения интеграла, деформировать L внутри области аналитичности $f(z)$. Это в свою очередь позволяет однозначно определять $F(z)=\int_{z_0}^{z} f(z)\,dz$ в односвязной области, где $f(z)$ однозначна и аналитична.

Лит. см. при ст. *Коши интеграл.*

Д. А. Васильков.

КОШИ — РИМАНА УРАВНЕНИЯ — дифференциальные ур-ния с частными производными 1-го порядка, связывающие действительную и мнимую части аналитической ф-ции $w=u+iv$ комплексного переменного $z=x+iy$:

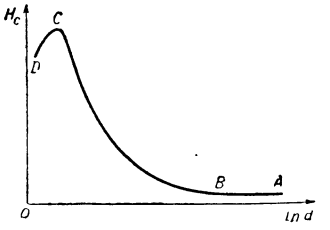
$$\frac{\partial u}{\partial x}=\frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{\partial v}{\partial x}.$$

КОЭРЦИТ — принятое в немецкой литературе название сплавов для постоянных магнитов типа *ални*, *алнико* и *викаллой*. Например, «Коэрцит 90» — сплав с 21% Ni, 12% Al, ост. Fe; «Коэрцит *Т*» — сплав с 52% Co, 8% V, 4% Cr, ост. Fe.

Лит.: Fahlenbrach H., «Techn. Mitt.», 1956, Bd 14, № 1, S. 12.

Я. С. Шур, М. Г. Лужинская.

КОЭРЦИТИВНАЯ СИЛА — напряженность магнитного поля H_c, необходимая для уменьшения *остаточной намагниченности* I_R ферромагнетика до нуля ($I_R=0$ в присутствии поля H_c). Поле H_c при этом обратно по направлению полю, создавшему I_R. К. с. определяется точкой пересечения размагничивающей ветви максимальной петли гистерезиса с осью абцисс (см. *Гистерезиса петля статическая*; точка C на рис.). Аналогичные точки пересечения размагничивающих ветвей петель гистерезиса для частных циклов определяют К. с. этих циклов. В ферромагнетиках величина К. с. изменяется в очень широких пределах (от 10^{-3} *э* до 10^4 *э*). Величина К. с существенна для классификации магнитных веществ на мягкие с $H_c \lesssim 1$—10 *э* (см. *Магнитно-мягкие материалы*) и жесткие с $H_c > 10$—100 *э* (см. *Высококоэрцитивные сплавы* и *Магнитно-жесткие материалы*) магнитные материалы. К. с. весьма чувствительна к изменениям внутр. структуры ферромагнитных материалов (состояние кристаллич. решетки, фазовый состав сплава, дисперсность фазовых составляющих, ве-



Зависимость коэрцитивной силы H_c от логарифма размеров $\ln d$ ферромагнитных частиц.

личина и распределение внутр. напряжений, примеси и инородные включения и т. п.), а также к упругим и пластич. деформациям. В одном и том же ферромагнитном материале и даже образце, применяя различные обработки (термическую, механическую и т. п.), а также изменяя размеры образца (массивные образцы, тонкие пленки, мелкие порошки и т. п.), можно в весьма широких пределах менять величину К. с. Так, напр., в образцах чистого железа можно получать К. с. от 10^{-2} *э* до 10^{3} *э*. Величина К. с. чувствительна также к темп-рным изменениям ферромагнитных образцов, что обусловлено зависимостью основных магнитных параметров ферромагнетика (самопроизвольной намагниченности I_s, плотности эффективной энергии магнитной анизотропии $K_{эф}$, констант магнитострикции), доменной структуры, а также кристаллического структурного состояния ферромагнитного материала от темп-ры. Природа К. с. определяется необратимым характером процессов перемагничивания ферромагнетиков, а также их доменной магнитной структурой (см. *Домены ферромагнитные*). Следует различать К. с. многодоменных и однодоменных ферромагнетиков (см. *Однодоменные ферромагнитные частицы*). В 1-м случае величина К. с. в основном определяется различными внутр. неоднородностями в ферромагнетике, задерживающими смещение границ между доменами в ходе процесса перемагничивания, поскольку при этом требуется затрата энергии внешнего поля для преодоления всех внутр. «противодавлений», мешающих движению доменных границ и обусловленных: 1) магнитоупругой анизотропией, связанной с *магнитострикцией* и внутр. напряжениями; 2) изменениями поверхностной энергии границ при изменении площади последних в ходе процесса смещения; 3) изменением энергии внутренних магнитных полей рассеяния, связанных с самой доменной структурой. Для каждого участка каждой доменной границы в материале существует нек-рое «критическое поле» H_k, при к-ром результирующее противодавление в данной точке достигает максимума, после чего данный участок границы может начать необратимо перемещаться с конечной скоростью без дальнейшего увеличения напряженности внешнего магнитного поля. В зависимости от характера структурных неоднородностей в материале и от его доменной структуры (к-рая определяется кристаллографич. структурой, фазовым составом, формой и размерами образца и т. п.), локальные поля H_k могут определяться либо внутр. напряжениями, либо размерами и распределением различных включений, либо характером внутренних магнитных полей рассеяния. К. с. является нек-рым статистич. усреднением полей H_k по всему объему ферромагнитного образца. Совр. теория не дает точного количественного описания К. с. многодоменных материалов в силу необычайной сложности и структурной чувствительности необратимых смещений доменных границ.

Более прост случай однодоменных ферромагнетиков, где К. с. определяется необратимыми процессами вращения самопроизвольной намагниченности I_s (см. *Намагничивания процессы*) в изолированных однодоменных частицах. При этом величина К. с. определяется формулой: $H_c = K_{эф}/I_s$, где $K_{эф}$ обусловлен естественной кристаллографической анизотропией ферромагнетика или анизотропией, созданной напряжениями, или, наконец, анизотропией формы ферромагнитных частиц (см. *Магнитная анизотропия*). Такова природа К. с. и в *высококоэрцитивных сплавах*.

Интересна зависимость величины К. с. от размеров ферромагнитных частиц при переходе его магнитной структуры от много- к однодоменной (см. рис.). Вначале при уменьшении размеров d частиц, когда многодоменность существенно не изменяется, К. с. слабо зависит от d (участок AB на рис.). Затем начинается область BC резкого возрастания К. с., связанная с т. н. переходной доменной структурой (см. *Магнитная структура*). Рост К. с. на участке BC определяется в основном увеличением энергии границ между доменами, что связано с возрастанием энергии магнитных полей рассеяния, создаваемых самими границами в частицах при уменьшении размеров последних. Максимум C на кривой соответствует однодоменному состоянию. Дальнейший спад К. с. (ветвь CD) однодоменных частиц обусловлен т. н. явлением супермагнетизма, когда перемагничивание частиц может осуществляться и за счет тепловых флуктуаций, подобно изменению направления магнитного момента отдельных молекул парамагнитного газа.

Лит.: 1) Вонсовский С. В. и Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 2) Бозорт Р. М., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 3) Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме, М., 1953; 4) Физика ферромагнитных областей. Сб. ст., пер. с англ. и франц., М., 1951 (см. ст. Ч. Киттеля, § 17—21, Л. Нееля, § 2, 6, 8); 5) Магнитная структура ферромагнетиков. Сб. ст., перевод, М., 1959; 6) Магнитные свойства металлов и сплавов, Сб. ст., перевод, М., 1961.

С. В. Вонсовский.

КОЭРЦИТИМЕТР — прибор для измерения *коэрцитивной силы* магнитных материалов. Испытуемый образец намагничивают до значения индукции, близкого к насыщению, а затем измеряют величину обратного магнитного поля, под действием к-рого остаточная индукция доводится до нуля. Намагничивающим и размагничивающим устройством в К. служит соленоид, а индикатором — система магнитных стрелок (магнитометрический К.) или катушка из определенного числа витков, подключенная к баллистич. гальванометру (баллистический К.).

В наиболее распространенной конструкции К. (см. рис.) индикатором служит электродинамич. система *1* с вращающейся на оси рамкой *2*, по которой проходит ток от батареи *3* через реостат *4* и миллиамперметр *5*. Остаточная намагниченность образца *6* отклоняет рамку; при размагничивании образца рамка возвращается в положение равновесия. Катушка образца питается током от батареи *7* через реостат *8* и амперметр *9*.

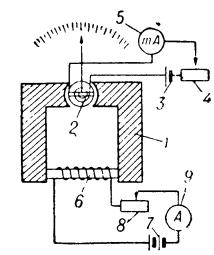


Схема электродинамического коэрцитиметра.

В К., предназначенных для *магнитоструктурного анализа*, намагничивающими и размагничивающими устройствами служат спец. электромагниты, а индикаторами размагниченного состояния — магнитная стрелка, подвижной якорек из мягкого ферромагнитного материала, рамка с током, *феррозонд*.

Лит.: 1) Электрические и магнитные измерения, под ред. Е. Г. Шрамкова, М.—Л., 1937; 2) Мещькин В. С., Ферромагнитные сплавы, Л.—М., 1937; 3) Михеев М. Н., «Физика металлов и металловедение», 1957, т. 5, вып. 1, с. 44.

М. Н. Михеев.

КОЭФФИЦИЕНТ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ — безразмерная величина, характеризующая распространение электромагнитной волны в передающей линии, численно равная отношению напряженности электрического (или магнитного) поля в узле к напряженности поля в пучности, т. е. величина, обратная K_c *коэффициенту стоячей волны*: $K_б = \frac{1}{K_c} = \frac{E_{min}}{E_{max}} = \frac{H_{min}}{H_{max}}$, где E_{min}, H_{min}, E_{max} и H_{max} — минимальные и максимальные значения напряженностей электрического и магнитного полей.

Лит. см. при ст. *Коэффициент стоячей волны.*

КОЭФФИЦИЕНТ ГАРМОНИК — безразмерная величина, характеризующая относительную интенсивность спектра высших гармонич. составляющих периодич. процесса:

$$K = \frac{\sqrt{\sum_{n=1}^{n=\infty} A_n^2}}{A_0},$$

где A_0 — амплитуда гармонич. составляющей основной частоты периодич. процесса, A_n ($n = 1,2,...$) — амплитуды высших гармоник. К. г., наз. иногда клирфактором, служит количественной характеристикой нелинейных искажений сигнала, вносимых электрич. цепями (напр., усилителями) при прохождении по ним сигнала.

КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ (кпд) — величина, характеризующая с энергетич. точки зрения совершенство любой системы по отношению к к.-л. протекающему в ней процессу превращения или передачи энергии. Наиболее общим образом К. п. д. η определяется как отношение полезно использованной энергии к суммарному количеству энергии, полученной системой: $\eta = W_{\text{пол}}/W_{\text{сум}}$. Из-за неизбежных потерь энергии в любом процессе η всегда меньше единицы. В силу своей общности понятие К. п. д. позволяет сравнивать и оценивать с единой точки зрения такие различные физ. устройства, как теплосиловые установки, электрич. двигатели и генераторы, полупроводниковые приборы, биологич. объекты, атомные реакторы и т. д.

В подавляющем большинстве технич. устройств и аппаратов К. п. д. далек от единицы. К. п. д. лучших паровых электростанций достигает 30%, К. п. д. паровозов 4—8%, К. п. д. двигателей внутр. сгорания 40—50%. Для процесса фотосинтеза К. п. д. равен 12—15%. Значительно более высоких значений достигает К. п. д. отдельных узлов электроустановок; напр., для трансформаторов, где К. п. д. определяется как отношение электроэнергии, получаемой со вторичной обмотки, к энергии, поданной на первичную обмотку, К. п. д. равен 97—98%. В случае, когда энергия последовательно передается от одного узла системы к другому, суммарный К. п. д. представляет собой произведение локальных К. п. д.:

$$\eta = \eta_{\text{лок}}^{(1)} \cdot \eta_{\text{лок}}^{(2)} \cdots \eta_{\text{лок}}^{(n)}.$$

В теплосиловых установках в силу *второго начала термодинамики* К. п. д. имеет верхний предел, определяемый степенью совершенства того кругового термодинамич. цикла, к-рый совершает рабочее вещество. Этот т. н. термический К. п. д. η_t определяется соотношением: $\eta_t = 1 - \bar{T}_1/\bar{T}_2$. Здесь $\bar{T}_1$ — нек-рая усредненная эффективная темп-ра, при к-рой осуществляется отвод тепла от рабочего вещества. $\bar{T}_1$ почти всегда больше минимальной темп-ры отдачи тепла $T_{\min}$, и лишь для *Карно цикла* $\bar{T}_1 = T_{\min}$. Соответственно $\bar{T}_2$ — усредненная эффективная темп-ра приема тепла системой. Если $T_{\max}$ — максимальная темп-ра получения тепла системой, то $\bar{T}_2 \leqslant T_{\max}$ (равенство — для цикла Карно).

В технич. литературе К. п. д. иногда определяется т. о., что он может оказаться больше единицы. Подобная ситуация часто возникает, если определять условный К. п. д. как $\eta_{\text{усл}} = W_{\text{пол}}/W_{\text{затр}}$. Здесь $W_{\text{пол}}$ — используемая энергия, получаемая на «выходе» термодинамич. системы, а $W_{\text{затр}}$ — уже не полная энергия, поступающая в систему, а лишь та ее часть, для получения к-рой потребитель производит реальные затраты (напр., сжигает топливо и т. п.). Естественно, $W_{\text{затр}}$ никоим образом нельзя отождествлять с полной энергией, поглощаемой системой. Напр., при работе полупроводниковых термоэлектрических обогревательных устройств затрата электроэнергии меньше тепловой энергии, выделяемой термоэлементом. Избыток энергии черпается из окружающей среды (отнимается от воздушного или водяного резервуара). При этом, хотя истинный К. п. д. системы меньше единицы, условный К. п. д. может оказаться больше единицы.

Лит.: 1) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; 2) Иоффе А. Ф., Полупроводники и их применение, М.—Л., 1956; 3) Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955; 4) Общая теплотехника, под ред. С. Я. Корницкого и Я. М. Рубинштейна, 2 изд., М.—Л., 1952. *В. П. Смилга.*

КОЭФФИЦИЕНТ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ — безразмерная величина, характеризующая распространение электромагнитной волны в передающей линии, численно равная отношению напряженности электрического (или магнитного) поля в пучности к напряженности поля в узле. При распространении электромагнитной волны вдоль *длинной линии* (двухпроводной, коаксиальной или волноводной) от генератора к нагрузке в линии устанавливается определенная структура электрических и магнитных полей, в общем случае представляющая собой некоторую комбинацию бегущей и стоячей волн и характеризующаяся чередованием узлов и пучностей. Поле в узлах не достигает при этом нулевых значений. К. с. в. равен: $K_c = E_{\max}/E_{\min} = H_{\max}/H_{\min}$. При $K_c = 1$ имеет место чисто бегущая волна и вся энергия поступает в нагрузку; при $K_c = \infty$ — стоячая волна и энергия в нагрузку не поступает, полностью отражаясь обратно.

Измерение К. с. в. производится с помощью *измерительных линий*. Определение больших значений К. с. в. ($K_c > 10$) затруднительно, т. к. при этом $E_{\min}$ и $E_{\max}$ не могут быть точно измерены одним и тем же прибором. В этом случае К. с. в. определяется по двум точкам, лежащим вблизи узла, и расчетная формула легко может быть получена по известному закону изменения напряженности поля в линии [1, 2].

Лит.: 1) Валитов Р. А., Сретенский В. Н., Радиоизмерения на сверхвысоких частотах, 2 изд., М., 1958; 2) Измерения на сверхвысоких частотах, М., 1952. *А. А. Брандт.*

КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАМПЫ — см. *Параметры и характеристики электронной лампы.*

КРАВЦА ИНТЕГРАЛ ПОГЛОЩЕНИЯ — одна из оптич. характеристик вещества, связанная с вероятностями оптич. переходов. Экспериментально К. и. п. определяется как выраженная в соответствующих единицах площадь ($\int \varepsilon_\nu d\nu$), ограниченная спектральной кривой $\varepsilon(\nu)$ поглощения вещества и осью частот ν. Понятие об интеграле поглощения впервые введено Т. П. Кравцем в 1912 г., к-рый показал, что К. и. п. применим к спектру любой формы и характеризует заряд и массу эффективного атомного или молекулярного осциллятора, ответственного за данную линию или полосу в спектре поглощения.

В соответствии с совр. представлениями в случае разреженных паров величина К. и. п. однозначно определяет значение *силы осциллятора* f рассматриваемого перехода (электронного, колебательного или вращательного) между уровнями энергии в исследуемой частице (атоме или молекуле). Величина f, в свою очередь, определенным образом связана с полными вероятностями поглощения и испускания атома или молекулы.

Для паров при больших давлениях и для конденсированных веществ значение К. и. п. зависит также от величины внутр. поля, воздействующего в среде на рассматриваемую частицу. Общее выражение, связывающее значение f с К. и. п. и относящееся к совокупности хаотически расположенных частиц, представляемых в виде анизотропных осцилляторов, имеет в совр. обозначениях вид [1,2]:

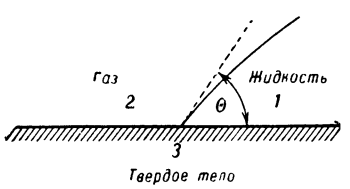
$$f = (3mc/\pi e^2)\int \varepsilon_\nu d\nu \cdot \varphi(n),$$

где e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света в пустоте, n — показатель преломления вещества, $\varphi(n)$ — поправка, учитывающая влияние внутр. поля среды; для разреженных паров $\varphi(n) = 1$.

Лит.: 1) Непорент Б. С. и Бахшиев Н. Г., «Оптика и спектроскопия», 1958, т. 5, вып. 6, с. 634; Бахшиев Н. Г., там же, с. 648; 2) Непорент Б. С., «ДАН СССР», 1958, т. 119, № 4, с. 682; его же, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1958, т. 22, № 11, с. 1372; Галанин М. Д. и Чижикова З. А., там же, 1958, т. 22, № 9, с. 1047.

Н. Г. Бахшиев.

КРАЕВОЙ УГОЛ (угол смачивания) — угол, образованный плоской поверхностью твердого тела и плоскостью, касательной к поверхности жидкости, граничащей с твердым телом (в случае жидкость — пар), или к поверхности раздела двух соприкасающихся жидкостей (жидкость *1* — жидкость *2*) (см. рис.). Термодинамически равновесное значение К. у. Θ определяется тремя значениями поверхностного натяжения σ на границах соприкасающихся фаз (границы раздела указаны цифрами индекса): $\cos\Theta = (\sigma_{32} - \sigma_{31})/\sigma_{12}$. Это выражение справедливо в отсутствие гистерезиса *смачивания*.



П. А. Ребиндер.

КРАЕВЫЕ ЗАДАЧИ — задачи, в к-рых из данного класса ф-ций, определенных в нек-рой области, требуется найти ту, к-рая удовлетворяет на границе (крае) этой области к.-л. заранее заданному условию (краевому условию). Обычно этим классом ф-ций является совокупность решений данного дифференциального ур-ния. Вместо отдельных ф-ций можно рассматривать системы из нескольких ф-ций; это необходимо при изучении систем дифференциальных ур-ний с несколькими искомыми ф-циями. К. з. наз. также граничными, или предельными, задачами.

Для выделения из общего решения дифференциального ур-ния к.-л. частного решения необходимы дополнит. условия; ими и служат обычно краевые условия. При описании физич. явления дифференциальное ур-ние обычно является математич. выражением нек-рого общего закона, к-рый позволяет получить вполне определенные количественные результаты лишь при задании таких дополнит. условий. Напр., ур-ние малых поперечных свободных колебаний натянутой однородной струны имеет вид

$$\rho F \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = T \frac{\partial^2 u}{\partial x^2};$$

здесь u — поперечное отклонение, t — время, x — абсцисса точки струны, T — сила натяжения, ρ — плотность, F — площадь поперечного сечения. Если рассматривается конечная струна, закрепленная в точках $x=a$, $x=b$, то решение ур-ния ищется на отрезке $a \leqslant x \leqslant b$. Простейшей К. з. при этом служит т. н. смешанная задача: при $t = t_0$ (в начальный момент) задаются $u = f(x)$ и $\frac{\partial u}{\partial t} = \varphi(x)$ (начальное условие), а при $x = a$ и $x = b$ должно быть $u = 0$ (граничное условие), означающее закрепление концов струны. Совокупность начального и граничного условий и является в этой задаче краевым условием, т. к. оно наложено на ф-цию $u(x, t)$ в плоскости аргументов (x, t) на «крае» области, определенной неравенством $a \leqslant x \leqslant b$, $t_0 \leqslant t$. Эти условия однозначно определяют колебание струны. Если влияние концов несущественно (это будет иметь место, если в изучаемый промежуток времени $t_0 < t < t_1$ волны, отраженные от концов струны, не успевают дойти до рассматриваемой точки струны), то получается К. з. с одними начальными условиями (т. н. *Коши задача*); при $t = t_0$ задается $u = f(x)$ и $\frac{\partial u}{\partial t} = \varphi(x)$.

В качестве другого примера можно привести стационарное распределение темп-ры u в однородном теле с поверхностью Γ, если теплопроводность одинакова во всех направлениях. Ф-ция $u(x, y, z)$, где x, y, z — координаты точки тела, удовлетворяет ур-нию Лапласа:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0.$$

Если известна темп-ра на поверхности Γ, то u на Γ является заданной ф-цией (задачу об отыскании u при таком краевом условии наз. первой К. з., или задачей Дирихле). Если же известно распределение теплового потока на Γ, то можно доказать, что на Γ является заданной производная от u по внутр. нормали (это — вторая К. з., или задача Неймана). В третьей К. з. на Γ задается соотношение между искомой ф-цией и ее нормальной производной.

Значительное большинство К. з. аналогично приведенным; при этом анализ нестационарных явлений сводится обычно к решению задачи Коши или смешанной задачи, а анализ стационарных — к решению 1-й, 2-й и 3-й К. з. или им подобным.

Типичной К. з. для обыкновенного дифференциального ур-ния является *Штурма — Лиувилля задача*: на отрезке $a \leqslant x \leqslant b$ ищутся решения дифференциального ур-ния вида

$$\frac{d}{dx}\left(p\frac{dy}{dx}\right) - qy + \lambda\rho y = 0$$

[$p = p(x) > 0$, $\rho = \rho(x) > 0$; λ — параметр], удовлетворяющие краевым условиям: $\alpha y'(a) + \alpha_1 y(a) = 0$, $\beta y'(b) + \beta_1 y(b) = 0$ ($\alpha^2 + \alpha_1^2 > 0$, $\beta^2 + \beta_1^2 > 0$).

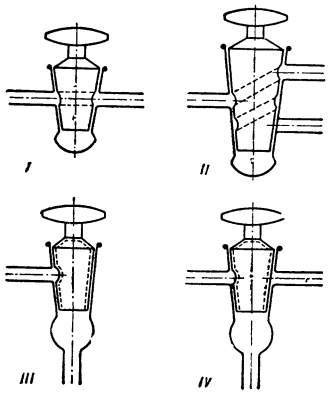
Методы решения К. з. разнообразны. Иногда удается решение К. з. представить в виде интеграла от краевых ф-ций (таков, напр., метод, основанный на применении *Грина функций*). Применяются интегральные ур-ния и теория аналитич. ф-ций, метод конечных разностей, связанный с заменой производных на отношения приращений; этот метод является одним из лучших приближенных методов. Применяются также различные варианты *последовательных приближений метода*, вариационные методы, методы, основанные на операционном исчислении, на разложении решения в ряды различного вида, и т. д.

Лит.: 1) Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 2 изд., М., 1953; 2) Курант Р., Гильберт Д., Методы математической физики, пер. с нем., т. 1, М.—Л., 1951; 3) Камке Э., Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, пер. с нем., 2 изд., М., 1961; 4) Канторович Л. В., Крылов В. И., Приближенные методы высшего анализа, 4 изд., М., 1952.

КРАМЕРСА ТЕОРЕМА утверждает, что в произвольном электрич. поле у систем с целочисленным и полуцелым значением суммы спинов частиц соответственно в 1-м случае полностью снимается вырождение, а во 2-м — сохраняется двухкратное вырождение всех уровней. К. т. доказана Г. Крамерсом (H. Kramers) в 1930 г.

КРАН ВАКУУМНЫЙ обычно делается из стекла и применяется в лабораторных установках, не требующих очень высокого вакуума. Пробка и гнездо

крана в паре составляют нормальный высоковакуумный конический шлиф. К. в. работают со смазкой (см. *Вакуумные материалы*), к-рая повышает герметичность крана и уменьшает трение притертых поверхностей при поворачивании пробки. По конструкции К. в. делятся на простые (*а*) и трехходовые (*б*, *г*), прямоточные (*а*) и угловые (*в*, *г*). Пробки кранов делаются из массивного или дутого стекла. К. в. не могут служить для точного регулирования потока газа.



КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ (астр.)—уменьшение частот электромагнитного излучения. Название «К. с.» обусловлено тем обстоятельством, что при таком изменении частот линии в видимой части спектра смещены в направлении его красного конца. Обычно термин «К. с.» употребляют в значениях: а) гравитационное К. с. (эффект Эйнштейна) и б) метагалактич. К. с.

а) Гравитационное смещение вообще — изменение частот излучения при его распространении в гравитационном поле. При переходе из области с более медленным течением времени в область с более быстрым его течением, т. е. при перемещении против действия сил тяготения излучение испытывает уменьшение частот («красное смещение»), при распространении в противоположном направлении — их увеличение («фиолетовое смещение»). При гравитационном смещении часто́ты всех линий в спектре данного источника изменены в одном и том же отношении, т. е. на одну и ту же долю своей величины. Такая же особенность свойственна *Доплера эффекту*. Поэтому величину и направление гравитационного смещения всех линий спектра данного источника можно характеризовать одним значением скорости, с к-рой источник должен был бы двигаться по лучу зрения, чтобы производить доплерово смещение линий (продольный эффект Доплера), равное данному гравитационному смещению (по формулам специальной теории относительности или нерелятивистской оптики). Гравитационное К. с. было предсказано теорией тяготения Эйнштейна. Оно наблюдается в спектре Солнца (+0,6 *км/сек*), белого карлика Сириуса В (~+ 20 *км/сек*) и нек-рых др. белых карликов. В опытах Паунда и Ребка (см. *Мёссбауэра эффект*) гравитационное смещение, соответствующее ~ $7{,}5\cdot10^{-5}$ *см/сек*, было измерено у поверхности Земли при разности высот источника и приемника излучения ~ 21 *м*.

С точки зрения теории тяготения Эйнштейна эффект Эйнштейна и эффект Доплера представляют собой частные случаи общего эффекта смещения спектральных линий, к-рый иногда называют обобщенным эффектом Доплера. При этом эффект Доплера в свою очередь распадается на смещения, обусловленные движением источника и приемника по отношению к данной системе отсчета, и на смещение, обусловленное деформацией системы отсчета за время распространения излучения от источника до приемника. При заданных источнике и приемнике суммарное смещение, разумеется, не зависит от выбора системы отсчета, но его расщепление на различные составляющие эффекты существенно зависит от этого выбора. В случае, когда можно пользоваться в качестве приближения теорией тяготения Ньютона, для гравитационного К. с. справедлива формула $\Delta\lambda/\lambda = -\Delta\Phi/c^2$, где λ — длина волны, Φ — ньютонов потенциал, c — фундаментальная скорость, а Δ означает приращение соответствующих величин.

б) Метагалактич. К. с. наблюдается, как правило, в спектрах всех внегалактич. туманностей (галактик), для к-рых удалось сфотографировать спектральные линии. Исключение из этого правила, известного с 1914 г., составляют несколько (из числа ближайших) галактик, в спектрах к-рых линии смещены в направлении фиолетового конца. Это исключение объясняется, во-первых, движением солнечной системы в направлении той области неба, в которой видны упомянутые галактики, во-вторых, пекулиарными (индивидуальными) скоростями галактик, которые на близких расстояниях преобладают над систематич. скоростями удаления, определяемыми по метагалактич. К. с. (см. ниже).

Метагалактич. К. с. обладает следующими тремя особенностями:

1) Частоты ν всех линий спектра, в пределах точности измерений, изменены в одном и том же отношении: $\Delta\nu/\nu$ или $\Delta\lambda/\lambda$ не зависит от ν или λ. Поэтому величины К. с. можно измерять одной величиной $z = \Delta\lambda/\lambda$. Часто величину К. с. измеряют скоростями v, производящими продольный эффект Доплера, равный наблюдаемому К. с. При этом обычно пользуются нерелятивистской формулой: $v = c\Delta\lambda/\lambda$, так что «скорость» v может быть сколь угодно большой. Наибольшее измеренное к 1961 г. К. с. $z = 0{,}461$.

2) Величины К. с. в первом приближении пропорциональны расстоянию r. Однако для далеких галактик зависимость между z и r обнаруживает уклонение от простой пропорциональности, так что можно написать (см. также *Космология*):

$$cz = H_0 r + \frac{1}{2c}(1 + q_0) H_0^2 r^2 + \ldots \qquad (1)$$

Значение H_0 (коэффициент Хаббла) зависит от общей шкалы межгалактич. расстояний, к-рая еще окончательно не установлена. Поэтому можно лишь сказать, что значение H_0 заключено между 60 и 140 *км/сек* на *мегапарсек*, вероятно, даже между 70 и 100 в тех же единицах. Значение q_0 зависит от шкалы расстояний в удаленных областях Метагалактики. Наибольшую неопределенность в эмпирич. определение q_0 вносит сильная дисперсия красных смещений при данной видимой величине галактик, вызванная как пекулиарными движениями галактик, так и дисперсией абсолютных звездных величин. По современным данным, q_0 лежит между 1 и 3.

3) Величина H_0 в первом приближении не зависит от направления. Но более детальные исследования обнаруживают нек-рую видимую анизотропию К. с., причем значения H_0 в нек-рых направлениях различаются в 1,5 раза и более. Видимая анизотропия может быть следствием: а) действительной анизотропии, а также неоднородности H_0 (т. е. зависимости этой величины от положения галактик в пространстве), и б) неточности значений H_0 по разным направлениям, обусловленной наличием пекулиарных движений и ошибками в определении расстояний до индивидуальных объектов. Указанная анизотропия К. с. обнаруживается гл. обр. в сравнительно близких областях Метагалактики, к к-рым относится бо́льшая часть наблюдаемых красных смещений.

Независимость z от λ (от ν) позволяет интерпретировать метагалактич. К. с. как обобщенный эффект Доплера. В системе отсчета, сопутствующей Метагалактике, этот эффект сводится к собственно продольному эффекту Доплера, обусловленному деформацией этой системы. Обсуждение вопроса о возможности иного объяснения метагалактич. К. с. показало, что все др. физич. процессы, привлекавшиеся для такого объяснения, как гипотетич., так и действи-

тельно существующие, недостаточны. Они либо вообще не могут привести к К. с. (таково, напр., рассеяние фотонов на дираковском фоне электронов или спонтанное расщепление фотонов), либо приводят к слишком слабому К. с. (таково, напр., излучение гравитационных волн электромагнитными волнами), либо, наконец, должны вызывать, кроме К. с., такие побочные явления, к-рые в действительности отсутствуют (таково, напр., рассеяние фотонов на к.-л. частицах). Таким образом, продольный эффект Доплера (по отношению к сопутствующей системе отсчета) остается единственным физич. явлением, к-рым можно объяснить свойства метагалактич. К. с.

Доплерово истолкование К. с. приводит к представлению о расширении Метагалактики, именно о взаимном удалении одиночных галактик и скоплений галактик, т. е. об увеличении расстояний между ними, к-рое, вообще говоря, не сопровождается подобным же увеличением размеров галактик и космич. тел.

Уклонения наблюдаемого К. с. от пропорциональности расстоянию означают, что коэффициент H изменяется с течением времени. Т. к. $1 + q_0 > 0$, то H с течением времени убывает. Поскольку $q_0 > 0$, Метагалактика расширяется замедленно. Расстояния, входящие в формулу (1), суть фотометрич. расстояния (т. е. расстояния, определенные по фотометрич. закону обратных квадратов), находимые по видимым звездным величинам галактик, исправленным за ослабляющее влияние К. с., и приведенные к моменту наблюдения (расстояния в момент наблюдения). Фотометрич. расстояния вообще отличаются от метрич. (обычных) расстояний вследствие кривизны трехмерного пространства. Однако различия между фотометрич. и метрич. расстояниями сказываются лишь начиная с членов 3-й степени в ряде (1). Ослабляющее влияние К. с. состоит в том, что при доплеровом К. с. величины z блеск галактики ослабляется в $(1 + z)^2$ раз [поверхностная яркость ослабляется при этом в $(1 + z)^4$ раз].

Уклонения К. с. от изотропии часто интерпретируют как результат анизотропии расширения нашей *Сверхгалактики*, обусловленной главным образом ее вращением, и неоднородности ее расширения. Эта Сверхгалактика (т. е. система скоплений, содержащая более 10 000 галактик) имеет линейные размеры порядка 100 млн. световых лет, причем центр ее находится на расстоянии ок. 35 млн. световых лет от нас в направлении созвездия Девы. Наша Галактика, т. о., находится гораздо ближе к краю, чем к центру Сверхгалактики. Вопрос об анизотропии расширения Метагалактики вне Сверхгалактики не решен.

Ссылка на ослабление яркости источников света вследствие К. с. является обычным способом устранения *фотометрического парадокса* в настоящее время.

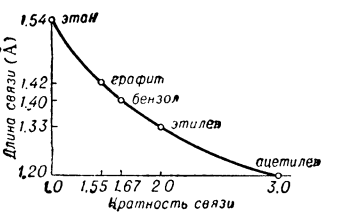
Лит. см. при ст. *Космология*, №№ 12, 16, 17, 24, 25.

А. Л. Зельманов.

КРАТНОСТЬ ВЫРОЖДЕНИЯ — см. *Вырождение уровней энергии*, *Вырожденное собственное значение*.

КРАТНЫЕ СВЯЗИ — химич. связи между двумя атомами, осуществляемые более чем одной парой электронов (в отличие от ординарных связей, осуществляемых парой электронов). Выяснение кратности связей важно для правильного понимания их природы. Ординарные связи практически всегда являются локализованными *сигма-связями*. К. с. включают в себя, помимо σ-, также *пи-связи*, а иногда и *дельта-связи*. Если π- и δ-связи локализованы, то кратность связи целочисленна (двойная, тройная и т. д.). Такие К. с. встречаются в сравнительно простых молекулах, строение к-рых может быть передано одной неполярной структурной формулой, где число валентных штрихов равно кратности связи ($H_2C{=}CH_2$, $H_2C{=}O$, $HC{\equiv}CH$, $HC{\equiv}N$, $N{\equiv}N$ и т. д.).

В молекулах с делокализованными π-связями (напр., в *ароматических соединениях*) кратность связей не является целочисленной и определяется расчетом (напр., по методу молекулярных орбит). Ввиду приближенного характера таких расчетов и невозможности прямого опытного измерения величины электронной плотности, кратность делокализованной связи часто является скорее качественным или полуколичественным понятием. Поэтому стараются связать кратность связи с нек-рыми количественными характеристиками молекул, получаемыми из опыта: межатомными расстояниями (см. рис.), частотами колебаний, энергиями связей и т. д. Однако при точных количественных оценках необходимо учитывать, что длина связи зависит не только от ее кратности, но и от состояния гибридизации связанных атомов (табл.).



Зависимость длины связи С—С от ее кратности. Кратность связей в графите и бензоле рассчитана по методу Хюккеля.

Длина ординарной связи С—С в зависимости от гибридизации атома С [2].

Гибридизация	sp^3-sp^3	sp^3-sp^2	sp^3-sp	sp^2-sp^2	sp^2-sp	$sp-sp$
Длина связи (Å)	1,54	1,50	1,46	1,48	1,42	1,38

При переходе к гетероатомной связи $A-B$ зависимость ее длины от кратности еще более усложняется.

Аналогичные трудности возникают при корреляции кратности связи и характеристич. частоты колебаний. Напр., характеристич. частоты связей разной кратности между элементами II периода лежат в разграниченных областях: ординарных — ок. 1 000 $см^{-1}$, двойных — ок. 1 600 $см^{-1}$ и тройных — ок. 2 000 $см^{-1}$. Однако это сопоставление также имеет лишь качественный смысл, т. к. локализация колебания в данной связи уже является приближением. Кроме того, кратность связи в многоатомной молекуле зависит от окружающих атомов (эффекты *сопряжения* и сверхсопряжения, различия в *электроотрицательностях* и т. д.). Аналогично, опытные значения энергии связей не позволяют количественно судить о кратности связей, хотя дают ценные сведения для качественного понимания природы связи. Так, энергии диссоциации в двухатомных молекулах металлов подгруппы меди (40—50 *ккал*) гораздо больше, чем в молекулах щелочных металлов (10—20 *ккал*). Это может быть объяснено тем, что в молекулах Cu_2, Ag_2 и Au_2, помимо *ковалентной связи* за счет внешних *s*-электронов, существуют дополнительные *донорно-акцепторные связи* между неподеленными парами *d*-электронов одного атома и пустыми *p*-орбитами другого атома, т. е. связи в этих молекулах являются К. с.

Образование дополнительных донорно-акцепторных и дативных связей — характерное свойство атомов, содержащих *d*-орбиты. Поэтому истинные ординарные связи осуществляются только у щелочных металлов и атомов II периода (C, N, O, F), где нет возможностей дополнительного взаимодействия. В то же время казавшаяся ранее аномальной повышенная прочность ординарных связей у элементов III и следующих периодов объясняется увеличением кратности этих связей. Для правильной оценки кратности связи необходимо полностью учитывать все валентные воз-

можности атомов (т. е. не только неспаренные электроны, но и неподеленные пары и пустые орбиты).

Лит.: 1) Dewar M. J. S., Schmeising H. N., «Tetrahedron», 1959, v. 5, № 2—3, p. 166; 2) Costain C. C., Stoicheff B. P., «J. Chem. Phys.», 1959, v. 30, № 3, p. 777.

Е. М. Шусторович.

КРЕМНИЙ (Silicium) Si — химич. элемент IV гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 14, ат. в. 28,09. Состоит из трех стабильных изотопов: Si^{28} (92,27%), Si^{29} и Si^{30}. Искусственно получено несколько радиоактивных изотопов, в т. ч. Si^{32} ($T_{1/2}$ = 710 лет). Сечение захвата тепловых нейтронов атомами К. 0,13 *барн*. Конфигурация внешних электронов атома $3s^23p^2$. Энергия ионизации (в *эв*) составляет: ($Si^0 \rightarrow Si^+$) 8,15; ($Si^+ \rightarrow Si^{2+}$) 16,34; ($Si^{2+} \rightarrow Si^{3+}$) 33,46; ($Si^{3+} \rightarrow Si^{4+}$) 45,13. Сродство к электрону (в *эв*): $Si^0 + e \rightarrow Si^-$ 1,22. Атомный радиус 1,175 Å, ионный радиус Si^{4+} 0,39 Å. Сплошной кристаллич. К. представляет собой темно-серое металловидное тело. Для К. установлена лишь одна устойчивая кристаллич. модификация («аморфный» коричневый К. отличается только дисперсностью). К. имеет кубическую гранецентрированную кристаллическую решетку типа алмаза с параметром a = 5,43 Å. Плотность К. 2,328 *г/см*^{3}; $t°_{пл.}$ 1423°С; $t°_{кип.}$ 2600° С. Давление пара (*мм рт. ст.*) $7{,}6 \cdot 10^{-4}$ (1207° С); $7{,}6 \cdot 10^{-3}$ (1327° С); $7{,}6 \cdot 10^{-2}$ (1467° С); $7{,}6 \cdot 10^{-1}$ (1647° С); 7,6 (1867° С); 760 (2477° С). Теплота плавления 11,1 *ккал/г-атом*, теплота парообразования 71 *ккал/г-атом*. Атомная теплоемкость в *кал/г-атом·град*: 2,44 (138° К); 4,84 (298° К); 5,585 (500° К); 6,025 (700° К); 6,354 (1000°К), жидкого при темп-ре плавления 6,62. Характеристическая темп-ра Θ = 500. Температурный коэфф. линейного расширения (15—1000°С) $4{,}68 \cdot 10^{-6}$. Теплопроводность (при 20°С) 0,20 *кал/см · сек · град*.

К. — полупроводник. Его электропроводность сильно зависит от малейших примесей. Для идеально чистого К. при комнатной темп-ре принимается удельное сопротивление прибл. 10^6 *ом·см*. Диэлектрич. проницаемость ε = 12. В зависимости от природы элемента-примеси различают электронную (в присутствии элементов V группы, замещающих К. в решетке с освобождением электронов) и дырочную (в присутствии элементов III группы) проводимость. Модуль упругости К. составляет 10 890 *кг/мм*^{2}, твердость по Бриннелю 240 *кг/мм*^{2}, предел прочности при сжатии 9,47 *кг/мм*^{2}, коэфф. сжимаемости $0{,}325 \cdot 10^{-6}$ *см*^{2}/*кг*.

При низких темп-рах К. химически очень устойчив. При повышенных темп-рах (600° и выше) реагирует с галогенами (образуя соединения типа SiX_4), а также с кислородом, азотом и серой. В растворах кислот (за исключением смесей азотной и плавиковой) не растворим. На К. действует газообразная и жидкая HF. Легко растворяется в растворах щелочей с образованием силикатов и выделением водорода. Обладая большим сродством к кислороду, восстанавливает многие металлы из их окислов. В своих соединениях К. 4-валентен, но существуют и соединения, где К. 2-валентен, напр. в монооксиси К. SiO.

К. находит применение в металлургии как раскислитель, для приготовления сплавов и в полупроводниковой технике.

Лит.: 1) Бережной А. С., Кремний и его бинарные системы, Киев, 1958; 2) Кремний. Сб. статей, под ред. Д. А. Петрова, пер. с англ., М., 1960; 3) Электрофизические свойства германия и кремния. Сб. переводов, под ред. А. В. Ржанова, М., 1956; 4) Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, 8 Aufl., System-Nummer 15, Silicium, Tl B., B., 1959; 5) Rare metals handbook, ed. C. A. Hampel, N. Y., 1954, p. 379—388.

В. П. Барзаковский.

КРЕМНИЙОРГАНИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ — соединения, молекулы к-рых содержат наряду с др. элементами кремний и углерод. В отличие от органич. соединений, скелет молекул к-рых образуют связанные друг с другом атомы С (у нек-рых полимеров с периодич. включением атомов О, N, S и др.), основу молекул К. с. составляет т. н. силоксанный скелет — цепь чередующихся атомов Si и О (рис. 1). Линейное строение (*а*) имеют молекулы кремнийорганич. каучуков и кремнийорганич. жидкостей (жидкости могут иметь также циклич. строение), разветвленное (*б*) — кремнийорганич. смолы. По структуре молекул К. с. занимают промежуточное положение между органич. и неорганич. полимерами: наличие силоксанных связей сближает К. с. с неорганич. полимерами, напр. с кварцем, в к-ром каждый атом Si связан с 4 атомами О; наличие органич. групп — с органич. полимерами. Благодаря специфике структуры К. с. сочетают высокую теплостойкость, характерную для кварца, и эластичность, присущую органич. полимерам. Высокая прочность силоксанной связи обусловливает термостойкость К. с., светостойкость и устойчивость к действию сильных электрич. полей. Благодаря наличию органич. групп термич. устойчивость К. с. ниже, чем у кварца и силикатов; она уменьшается с увеличением числа органич. радикалов, связанных с атомами Si, с увеличением их длины и зависит от структуры цепей молекул. К. с. обладают водо- и влагостойкостью, обусловленной гидролитич. устойчивостью силоксанных цепей.

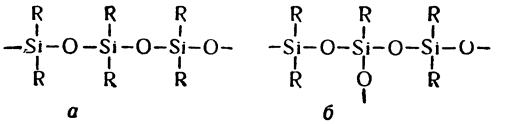


Рис. 1. Строение молекул полимерных кремнийорганич. соединений: R — группы CH_3, C_2H_5, C_6H_5, OH, OC_2H_5, атом H и т. п.

Свойства полимерных К. с. стабильны в широком интервале темп-р — как положительных, так и отрицательных. Напр., кремнийорганич. резина устойчива до 180°, а при периодич. нагревании — до 270° С (при работе в условиях, ограничивающих доступ кислорода воздуха, эти пределы могут быть повышены прибл. на 50°); в то же время эластичность кремнийорганич. резины сохраняется до —70° С, что объясняется слабым взаимодействием между цепями молекул. Для жидких К. с. характерна слабая зависимость вязкости от темп-ры, в т. ч. и в области низких темп-р: при понижении темп-ры их вязкость меняется в 50 раз меньше, чем вязкость нефтяных масел с такой же темп-рой кипения. Аналогичные закономерности наблюдаются и в области повышенных темп-р. Сжимаются кремнийорганич. жидкости на 14%, в то время как органич. жидкости — на 6—7%.

Высокая сжимаемость и малая зависимость вязкости К. с. от темп-ры объясняются не только слабым взаимодействием между цепями молекул, но и структурой этих цепей (рис. 2). Благодаря большему объему атома Si по сравнению с атомами О и С такая цепь более гибка и легко принимает спиралеобразную форму. При охлаждении она сжимается, а при повышении темп-ры выпрямляется; длина молекул соответственно уменьшается или увеличивается, что частично компенсирует изменение вязкости полимеров, вызванное изменением темп-ры, и, следовательно, в известной степени стабилизирует вязкость. Благодаря спиральной форме молекул эластичность крем-

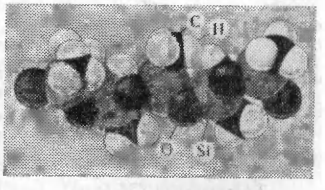


Рис. 2. Структурная модель участка цепи полиметилсилоксанового каучука.

ний органич. эластомеров меняется с темп-рой меньше, чем органических. Напр., модуль упругости кремнийорганич. каучука (полидиметилсилоксанового) изменяется в 1,8 раза от 0 до — 80° С, а натурального каучука — в 100 раз от 25 до — 64° С. Диполи силоксанных связей в спиральной молекуле закрыты расположенными на поверхности метильными группами, что является причиной малого межмолекулярного взаимодействия и внутримолекулярной подвижности цепей молекул, обеспечивающей холодостойкость кремнийорганич. эластомеров и их гидрофобность. Спиральная структура обусловливает также малую зависимость механич. свойств полимеров от темп-ры. С повышением темп-ры спиральные цепи молекул удлиняются и часть диполей Si—O освобождается, что приводит к увеличению межмолекулярного взаимодействия. Большая устойчивость кремнийорганич. эластомеров к окислению озоном и кислородом воздуха и действию ультрафиолетовых лучей объясняется тем, что органич. группы защищены силовым полем полярной связи Si—O.

Кремнийорганические жидкости обладают линейной или циклич. структурой. Первые имеют более низкую темп-ру застывания, повышенную термостойкость и более пологую кривую зависимости вязкости от температуры. Свойства кремнийорганич. жидкостей зависят также от типа и структуры связанных с атомом Si органич. радикалов. В случае алифатич. радикалов, с увеличением числа атомов в нем термостойкость полимеров ухудшается. Так, кремнийорганич. жидкости, содержащие CH_3, термостабильны до 180° С, C_2H_5 — до 150° С, C_3H_7 — до 135° С, C_6H_5 — до 250° С при длительном воздействии и до 300—350° С при кратковременном, однако для полимеров с C_6H_5 значительно увеличивается зависимость вязкости от температуры. Наиболее широко применяются полиметил-, полиметилфенил- и полиэтилсилоксановые жидкости.

Рис. 3. Вязкость полиметилсилоксановых жидкостей различной степени полимеризации n в зависимости от темп-ры.

Полиметилсилоксановые жидкости — линейные К. с. общей формулы $(CH_3)_3SiO[Si(CH_3)_2O]_nSi(CH_3)_3$, где n = 0—2000. В зависимости от степени полимеризации их вязкость может колебаться в интервале от 0,65 до $2 \cdot 10^6$ *сст*. Для жидкостей с числом атомов Si в цепи от 3 до 200 (мол. вес от 250 до 15000) вязкость при 20° изменяется от 2 до 1000 *сст* (рис. 3), темп-ра кипения при 1—3 *мм рт. ст.* от 48 до 230°С, темп-ра вспышки от 90 до 300° С и выше, темп-ра застывания от — 40 до —70° С и ниже, показатель преломления от 1,3978 до 1,4070, плотность от 0,89 до 0,97 *г/см*^{3}, теплоемкость от 0,33 до 0,37 *ккал/кг·град*, поверхностное натяжение от 15,8 до 21,2 *эрг/см*^{2} (рис. 4). Коэффициент теплопроводности для жидкостей с вязкостью от 0,65 до 20 *сст* возрастает от $2{,}3 \cdot 10^{-4}$ до $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ *кал/см·сек·град*, а для жидкостей с большей вязкостью, вплоть до 1000 *сст*, практически постоянен и равен $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ *кал/см·сек·град*. Скорость звука ок. 1000 *м/сек*, пропускание в видимой части 100%. Зависимость вязкости от давления характеризуется, напр., следующими данными (для жидкости с вязкостью при атм. давлении 1 *ст*): 2000 *атм* — 11,2 *ст*, 4000 *атм* — 176 *ст*, 5000 *атм* — 742 *ст*. Полиметилсилоксановые жидкости применяются при темп-ре от —70 до + 200° С в качестве гидравлических, демпфирующих, амортизаторных, гидрофобизирующих жидкостей, охлаждающих агентов, антивспенивателей, смазок. В отличие от полиэтилсилоксановых жидкостей, они плохо растворяются в минеральных маслах.

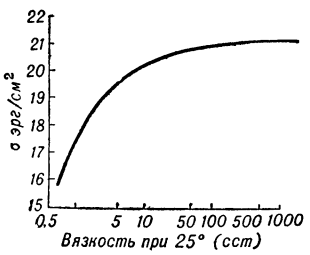


Рис. 4. Поверхностное натяжение полиметилсилоксановых жидкостей различной степени полимеризации.

Полиэтилсилоксановые жидкости — линейные кремнийорганические соединения, общей ф-лы $(C_2H_5)_3SiO[Si(C_2H_5)_2O]_nSi(C_2H_5)_3$, либо смесь линейных и циклич. К. с. с числом атомов Si в цепи от 2 до 15 (мол. вес от 270 до 1450). Применяются при темп-ре от —60 до + 150° С. В зависимости от степени полимеризации темп-ра кипения при 1—3 *мм рт. ст.* от 80 до 250° С и выше, темп-ра вспышки — до 250° С, показатель преломления от 1,4350 до 1,4470, плотность от 0,86 до 1,01 *г/см*^{3}, теплопроводность от $3{,}0 \cdot 10^{-4}$ до $4{,}0 \cdot 10^{-4}$ *ккал/см·сек·град*, теплоемкость от 0,459 до 0,392 *кал/г·град*. См. также табл. 1 и рисунки 5, 6. Полиэтилсилоксановые жидкости хорошо совмещаются с минеральными маслами.

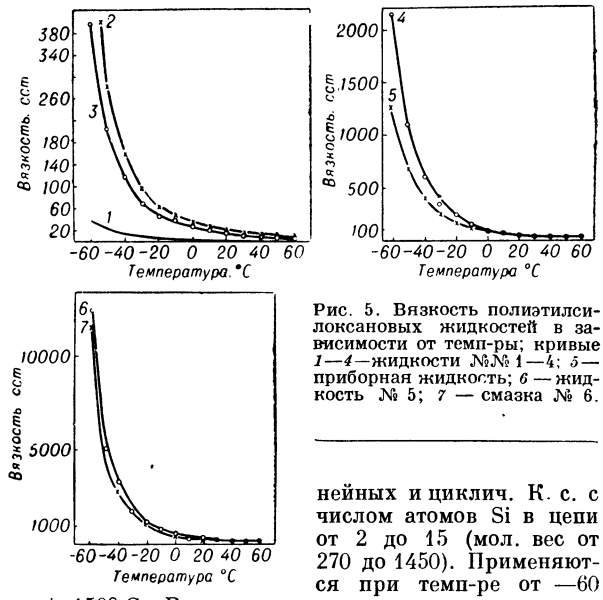


Рис. 5. Вязкость полиэтилсилоксановых жидкостей в зависимости от темп-ры; кривые *1—4*—жидкости №№ 1—4; *5*—приборная жидкость; *6* — жидкость № 5; *7* — смазка № 6.

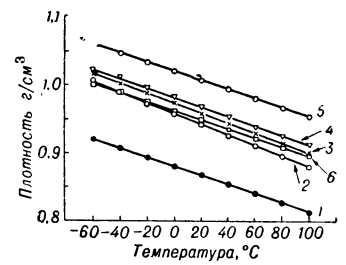


Рис. 6. Плотность полиэтилсилоксановых жидкостей в зависимости от темп-ры; кривые *1—5*—жидкости №№ 1—5; *6* — ВКЖ — 94 и приборная жидкость.

Полиметилфенилсилоксановые жидкости — линейные К. с. общей ф-лы

$$(CH_3)_3SiO-[Si(CH_3)(C_6H_5)O-]_n\ Si(CH_3)_3$$

или

$$(CH_3)_3SiO\ [Si(CH_3)_2O-]_n\ [Si(CH_3)(C_6H_5)O-]_m\ Si(CH_3)_3.$$

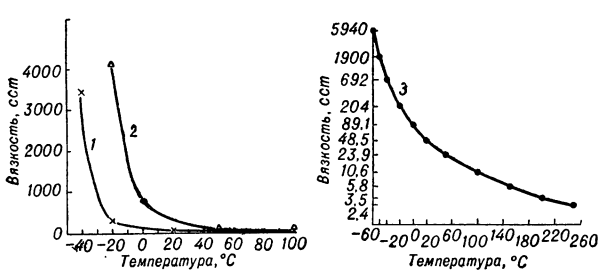
В зависимости от количества радикалов C_6H_5 в молекулах полимера изменяются темп-ра застывания (от —20 до — 70° С), термич. стабильность и смешиваемость с др. кремнийорганич. и органич. соединениями. Применяются от — 70 до + 250° С (при кратковременной работе до + 350° С). См. также табл. 2 и рис. 7.

Табл. 1 — Области применения полиэтилсилоксановых жидкостей.

Марки	Степень полимеризации	Молекулярный вес	Вязкость при 20° С (*сст*)	Области применения
Жидкость АЖ—170	—	—	200—230 (при +50°С)	Амортизаторная жидкость
» №1	2	268	1,5—4,5	Теплоноситель
» №2	3	341	6—12	Теплоноситель, рабочая жидкость для гидросистем
» №3	4	383	12—35	То же
» №4	5	518	32—55	Основа масел ОКБ—122, приборная жидкость
» №5	15	1447	200—1000	Смазка при корковом литье, прессовании пластмассовых и резиновых изделий
» №5а	—	—	2100—2200	Демпфирующая жидкость
Приборная жидкость	6	685	42—48	Основа масел ОКБ—122, приборная жидкость
Жидкость ВКЖ—94	7	780	—	Жидкость для диффузионных насосов
» КРП	—	—	2400—15000	Демпфирующая жидкость
Смазка № 6	—	—	200—270	Смазка в случае контакта с резинами и основа для консистентных смазок
Жидкости для осциллографов	—	—	10—1200	—

Табл. 2. — Области применения полиметилфенилсилоксановых жидкостей.

Полиметилфенилсилоксановые жидкости	Молекулярный вес	Вязкость при 20° С (*сст*)	Области применения
ПФМС—4	1340	500—1000	Основа для консистентных смазок
Сополимер № 3	2130	не менее 200	То же
ФМ — 1322/300	2322	47—70	» »
Сополимер № 2	987,5	25—40	Основа для масел
Сополимер 2/300	1307	160—220	Основа для консистентных смазок
ФМ—1322	1075	25,9	Основа для масел, жидкий диэлектрик



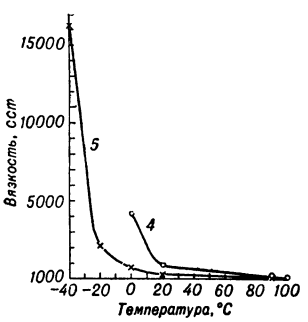


Рис. 7. Вязкость полиметилфенилсилоксановых жидкостей в зависимости от температуры; *1* — сополимер № 2; *2* — сополимер № 2/300; *3* и *4* — жидкости 1322/300 и ПФМС — 4; *5* — сополимер № 3.

На основе полиэтилсилоксановых жидкостей получают приборные масла ОКБ—122 (смеси жидкости № 4 с тяжелыми минеральными маслами) и консистентные смазки ОКБ—122 (масла ОКБ—122, загущенные церезином и мылами щелочных металлов), работающие при темп-рах от — 70° до + 50—120° С. О кремнийорганич. жидкостях для вакуумных насосов см. в ст. *Вакуумное масло*. Полиэтилсилоксановая жидкость «Калория-2» и полиметилфенилсилоксановая жидкость ФМ—1322 применяются в качестве жидких диэлектриков, диэлектрич. характеристики к-рых мало зависят от частоты электрического поля (вплоть до 10^9 *гц*) и темп-ры (от —60 до +100—250° С) (табл. 3).

Материалы, обработанные гидрофобизирующими кремнийорганич. жидкостями (табл. 4), сохраняют газо- и воздухопроницаемость, выдерживают воздействие высоких темп-р (200° С и выше).

Кремнийорганические смолы имеют разветвленное строение; с увеличением разветвленности увеличиваются жесткость и хрупкость и уменьшается эластичность смол. Растворы смол в органич. растворителях (лаки), нанесенные на к.-л. поверхность, после испарения растворителя оставляют на ней пленку, к-рая после сушки и запечки при соответствующей темп-ре приобретает твердость, устойчивость к действию воды и влаги, термостойкость, хладостойкость, устойчивость

Табл. 3. — Основные свойства жидких кремнийорганических диэлектриков.

Показатели	Темп-ра (°С)	ФМ—1322	«Калория-2»
Диэлектрич. проницаемость при 10^3 *гц*	+20 +250	2,8 2,5	2,4 —
Тангенс угла диэлектрич. потерь при 10^3 *гц*	+20 +250	0,0002 0,0056	0,0003 —
Удельное объемное сопротивление при 10^3 *гц* (*ом·см*)	+20 +250	$6 \cdot 10^{13}$ $4{,}5 \cdot 10^{11}$	$2{,}5 \cdot 10^{13}$ —
Электрич. прочность при 10^3 *гц* (*кв/мм*)	+20 +250	20 12	18 —
Темп-ра вспышки (°С)	—	218	145
Темп-ра застывания (°С)	—	ниже —70	—60

Табл. 4. — Гидрофобизирующие кремнийорганические жидкости.

Жидкость	Структурная формула	Материалы, рекомендуемые для обработки
ГКЖ—8	$\left[-\mathrm{Si}(\mathrm{C_2H_5})(\mathrm{H})-\mathrm{NH}- \right]_n$	Шерсть, шелк, кожа, металлы, хлопчатобумажные ткани
ГКЖ—10	$\left[-\mathrm{Si}(\mathrm{C_2H_5})(\mathrm{ONa})-\mathrm{O}- \right]_n$	Бетон, кирпич, цемент, асбоцемент, штукатурка и др. стройматериалы
ГКЖ—11	$\left[-\mathrm{Si}(\mathrm{CH_3})(\mathrm{ONa})-\mathrm{O}- \right]_n$	То же
ГКЖ—94	$\left[-\mathrm{Si}(\mathrm{C_2H_5})(\mathrm{H})-\mathrm{O}- \right]_n$	Бумага, картон, стекло, хлопчатобумажные и штапельные ткани, металлы

Табл. 5. — Свойства кремнийорганических лаков и эмалей (испытание лаковых пленок на теплостойкость, удельное объемное сопротивление и электрич. прочность по ГОСТ 2256—59).

Марка лака	Время высыхания при 200 °С	Теплостойкость при 200° С (часов)	Удельное объемное сопротивление (ом · см) **			Электрическая прочность (кв/мм) **		
			в исходном состоянии	при 200° С	после пребывания в атмосфере 95 ±3% относительной влажности в течение 24 час.	в исходном состоянии	при 200° С	после пребывания в атмосфере 95 ±3% относительной влажности в течение 24 час.
ЭФ—3	10 мин. — 2 часа *	20—100*	10^{15}	10^{13}	10^{14}—10^{15}	70—120	35—40	40—60
ЭФ—5	15 мин. — 2 часа *	20—120*	10^{15}—10^{16}	10^{13}	10^{13}—10^{15}	75—120	30—45	45—75
К—43а	10—15 мин.	80—100 (при 220° С)	10^{15}	10^{13}	10^{14}—10^{15}	100—120	30—60	40—70
К—55	менее 3 час. (при 20° С)	75—400	10^{14}—10^{15}	10^{11}—10^{13}	10^{12}—10^{14}	50—107	25—64	25—69
К—56	0,5—1 час.	300—800	10^{13}—10^{15}	10^{11}—10^{13}	10^{11}—10^{12}	50—100	25—60	25—40
К—57	менее 30 мин.	300—650	10^{14}—10^{15}	10^{12}—10^{13}	10^{12}—10^{13}	50—100	25—70	25—50
К—44	15 мин. — 1,5 часа	83—250	10^{15}—10^{16}	10^{13}—10^{14}	10^{13}—10^{14}	80—120	30—60	50—70
К—47	5—10 мин.	100—170	10^{15}	10^{13}	—	90—100	35—55	70—95
К—48	60—90 мин.	300—800	10^{15}—10^{16}	10^{12}—10^{13}	10^{13}—10^{14}	85—110	40—65	45—75
К—54	20—60 мин*.	80—250*	10^{14}—10^{15}	10^{12}—10^{13} (при 180°С)	10^{13}—10^{14}	53—85	32—55 (при 180°С)	34—58
ПРКЭ—13	1—2 часа *	20—100*	10^{13}—10^{15}	10^{10}—10^{14}	10^{11}—10^{14}	50—80	15—30	20—40
ПКЭ—14	0,5—2 часа	300—450	10^{13}—10^{15}	10^{10}—10^{13}	10^{12}—10^{13}	50—85	25—45	20—45
ПКЭ—19	0,5—2 часа (при 120°С) *	250—350*	10^{13}—10^{15}	10^{10}—10^{13}	10^{12}—10^{13}	50—80	20—50	20—40

* В присутствии ускорителя высыхания.
** После термич. обработки пленок в течение 10 час. при 200° С (лак К—55—10 час. при 150° С; эмали: ПРКЭ—13 — 6 час. при 200° С, ПКЭ—14—12 час. при 185° С, ПКЭ—19 — 12 час. при 120°).

к действию химически агрессивных сред и т. д. (табл. 5). Диэлектрич. свойства кремнийорганич. смол мало изменяются при высокой относит. влажности, нагреве до 180—200° С, а также при высоких частотах. При 200° С продолжительность сохранения диэлектрич. свойств у кремнийорганич. смол в 100 раз больше, чем у органических (рис. 8). Диэлектрич. свойства кремнийорганич. смол сохраняются даже при значит. деструкции под действием высоких температур, т. к. продукт их разложения (SiO_2) — диэлектрик. Кремнийорганич. смолы и лаки применяются в качестве связующего в различных композиционных электроизоляционных материалах, а также для пропитки и цементации обмоток электрических машин, для пропитки и склейки асбестовых и стеклянных оплеток проводов, как покровные лаки и эмали обмоток электрич. машин, как герметизирующие пасты и замазки и т. д. Для улучшения механических и адгезионных свойств кремнийорганич. смолы модифицируют органич. полимерами, напр. полиэфирами или эпоксидными смолами (лаки К—44, К—47, К—48, К—54).

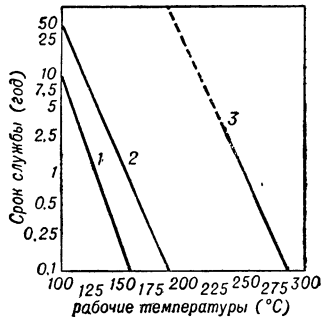


Рис. 8. Зависимость срока службы электроизоляционных материалов от темп-ры: *1* — органич. лак, органич. основа; *2*—органич. лак, неорганич. основа; *3* — кремнийорганич. лак, неорганич. основа.

Для модификации кремнийорганич. смол применяют также полиорганометаллосилоксаны — полимерные К. с., главные цепи молекул к-рых содержат периодич. включения атомов Al, Ti, Sn и др. Лаки, модифицированные полиорганоалюмосилоксанами, могут применяться для кратковременной работы при 350—375° С.

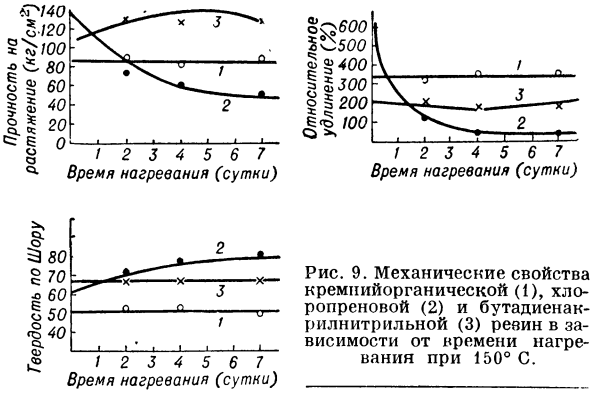


Рис. 9. Механические свойства кремнийорганической (1), хлоропреновой (2) и бутадиенакрилнитрильной (3) резин в зависимости от времени нагревания при 150° С.

Вводя в кремнийорганич. лаки пигменты и наполнители (в частности, окислы металлов), получают эмали (ПРКЭ—13, ПКЭ—14, ПКЭ—19 и др.), обладающие повышенной устойчивостью к термоокислит. деструкции. Для получения жаростойких эмалей, применяемых для покрытия деталей, работающих при темп-рах до 550° С, кремнийорганич. лаки пигментируют металлич. порошками, напр. Al, Zn и др.

Кремнийорганические резины по способности поглощать вибрации, по дуго- и короностойкости, по стойкости к озону превосходят органические. Механич. свойства кремнийорганич. резин мало изменяются при продолжит. нагреве (рис. 9, 10). Диэлектрические свойства приведены в табл. 6.

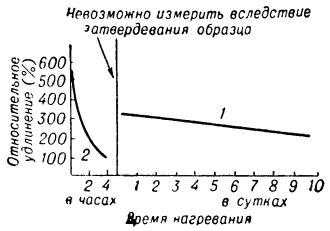


Рис. 10. Относительное удлинение кремнийорганической (1) и хлоропреновой (2) резин в зависимости от времени нагревания при 250° С.

Табл. 6. — Диэлектрические свойства кремнийорганических резин.

Свойства	В исходном состоянии	После 24-часового пребывания в воде
Электрич. прочность (*кв/мм*)	22,1—25,3	22,5—23,8
Удельное объемное сопротивление (*ом · см*)	$3{,}5 \cdot 10^{15}$—$4{,}5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$—$5{,}3 \cdot 10^{15}$
Тангенс угла диэлектрических потерь	0,0011—0.0027	0,009—0,023
Диэлектрич. постоянная	3,1—3,3	3,1—3,3

Лит.: 1) Андрианов К. А., Грибанова О. И., Кремнийорганические полимерные продукты для промышленности, ч. 1—2, М., 1946; 2) Андрианов К. А., Кремнийорганические соединения, М., 1955; 3) Андрианов К. А., Соболевский М. В., Высокомолекулярные кремнийорганические соединения, М., 1949; 3) Андрианов К. А., «Усп. химии», 1958, т. 27, вып. 11, с. 1257; 4) Соколов Н. Н., Методы синтеза полиорганосилоксанов, М.—Л., 1959; 5) Андрианов К. А., Теплостойкие кремнийорганические диэлектрики, М.—Л., 1957; 6) Новые электроизоляционные материалы, 1958, вып. 2; 7) Фромберг М. Б., Теплостойкие электроизоляционные покрытия, М.—Л., 1959; 8) Андрианов К. А., «Электричество», 1955, № 7, с. 108; 9) Калитвянский В. И., Ковальская А. В., там же, 1955, № 10, 40; 10) Бажант В., Хваловски В. и Ратоуски И., Силиконы. Кремнийорганические соединения, их получение, свойства и применение, [пер. с чешск.], М., 1960; 11) Полиорганосилоксановые жидкости, М., [1960]. *Э. З. Аснович, А. И. Петрашко.*

КРИВИЗНА — величина, характеризующая степень отклонения геометрич. образов от нек-рых образов. Употребительны понятия: 1) кривизна кривой, 2) гауссова (или полная) кривизна поверхности, 3) риманова кривизна пространства.

При рассмотрении поверхности S или кривой L, помещенных в 3-мерном евклидовом пространстве E_3, можно говорить о внешней К. этих геометрич. образов (т. е. о К. по отношению к вмещающему их пространству E_3). С другой стороны, во многих вопросах естественно рассматривать внутреннюю К. S (или L), к-рая может быть обнаружена путем измерений только на S (или на L). Зная метрич. соотношения в пространстве, мы знаем их и на поверхности (и на кривой), и в этом смысле внешняя К. дает более полную информацию, чем внутренняя. Однако в том случае, когда о вмещающем пространстве нам заранее ничего не известно (как это случается при изучении римановых пространств, в частности в теории относительности), рассмотрение внутренней К. приобретает первостепенный интерес.

Кривизна (внешняя) кривой L есть скорость измерения направления кривой, т. е.

$$\boldsymbol{k} = \frac{d\boldsymbol{\tau}}{ds},$$

где $\boldsymbol{\tau}$ — касательный единичный вектор, s — длина дуги. Т. о., кривизна $\boldsymbol{k}$ есть вектор, направленный перпендикулярно к кривой. Для плоской кривой модуль $|\boldsymbol{k}|$ равен абс. величине производной

$$\frac{d\theta(s)}{ds} = k,$$

где θ — угол, образованный касательной к кривой с осью абсцисс, и представляет собой, следовательно, скорость вращения касательной. Величина, обратная k, именуется радиусом кривизны. Внутреннюю К. кривой L обычно не определяют: на кривой можно измерять только длины, поэтому внутренние измерения не позволяют отличить L от прямой.

Внешняя кривизна поверхности S в точке есть мера уклонения S от касательной плоскости и дается тензором h_{ik} 2-й квадратичной формы поверхности. Полное свертывание этого тензора с единичным вектором заданного на поверхности направления дает К. соответствующего нормального сечения. Этот тензор геометрически характеризуется также главными взаимно-перпендикулярными направлениями $\boldsymbol{t}_1$, $\boldsymbol{t}_2$, по к-рым К. таких сечений имеет экстремальные значения:

$$k_1 = \frac{1}{R_1}, \quad k_2 = \frac{1}{R_2}.$$

К. в направлении, составляющем угол θ с $\boldsymbol{t}_1$, определяется по формуле:

$$k = k_1 \cos^2\theta + k_2 \sin^2\theta.$$

Величина $K = k_1 k_2 = \frac{1}{R_1 R_2}$ именуется гауссовой, или полной, кривизной поверхности.

Внутренняя кривизна поверхности. Пусть метрич. форма поверхности S имеет вид

$$ds^2 = g_{11}(u^1, u^2)\,du^{1^2} + 2g_{12}(u^1, u^2)\,du^1 du^2 + g_{22}(u^1, u^2)\,du^{2^2} = g_{ik}du^i du^k.$$

На поверхности S можно измерять длины, площади, а также углы между гладкими кривыми, исходящими из одной точки. Однако обычное понятие параллельности двух векторов на поверхности нуждается в уточнении. Дело в том, что параллельное в обычном смысле перенесение вектора, принадлежащего поверхности (касательного к поверхности) из заданной точки S в другую, дает вектор, не лежащий на поверхности (не касательный к поверхности), а такой вектор, с точки зрения внутренних измерений, не может быть охарактеризован. Оказывается естественным рассматривать следующий процесс: исходный вектор скользит параллельно самому себе по нек-рой кривой $L\ \{u^i = u^i(t)\}$, одновременно проектируясь на касательную плоскость, и, таким образом, в каждой точке кривой получается вектор $\boldsymbol{a}$, лежащий на поверхности (длина вектора при этом не меняется). Конечный вектор может быть найден из системы уравнений

$$\frac{da^i}{dt} + \Gamma^i_{jk} a^j \frac{du^k}{dt} = 0 \qquad (1)$$

(где Γ^i_{jk} — *Кристоффеля символы*), т. е. с использованием только внутренних характеристик поверхности, и про него говорят, что он получен из исходного в результате внутреннего параллельного перенесения вдоль кривой L.

При обходе замкнутого контура и возвращении в исходную точку перенесенный вектор, вообще говоря, не совпадает с исходным, а образует с ним угол φ. Внутренней кривизной поверхности S в точке M наз. предел $\lim \varphi/\sigma = K$ (где σ — площадь, ограниченная контуром) при стягивании контура в точке M. Внутренняя К. поверхности совпадает с полной К.

Риманова кривизна. Риманова геометрия развертывается в результате задания в изучаемом пространстве R_n расстояния между бесконечно близкими точками

$$ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k. \qquad (2)$$

Объектом изучения являются внутренние свойства пространства, т. е. свойства, которые могут быть получены из линейного элемента (2). Естественным образом появляется понятие длины, площади, угла. Как и в случае поверхности, возникает необходимость определить понятие параллельного перенесения вектора и делается это, по существу, на основании аналогичных соображений, формально можно пользоваться уравнениями (1), где

$$\Gamma^i_{jk} = \left\{ \begin{matrix} i \\ j\ k \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} g^{is} \left(\frac{\partial g_{sj}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{sk}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^s} \right).$$

Пусть S — двумерная плоскость в R_n, имеющая в точке M направление, определяемое касательными единичными векторами ξ^i и η^i (взаимно-перпендикулярными). Совершая внутреннее параллельное перенесение вектора, принадлежащего S, вокруг точки M, опять приходят к рассмотрению отношения φ/σ (φ — угол между исходным вектором и проекцией конечного вектора на S, σ — величина площадки на S, охваченной контуром, по к-рому производится перенесение); предел этого отношения наз. к р и в и з н о й R_n в точке M в заданном двумерном направлении. Подсчеты показывают, что $\lim \varphi/\sigma = R_{ijkl}\, x^{ij}\, x^{kl}$, где $x^{ij} = {}^1/_2(\xi^i\eta^j - \xi^j\eta^i)$—бивектор, характеризующий двумерное направление (нормаль к поверхности S). Появляющийся при этом тензор R_{ijkl} наз. ковариантным т е н з о р о м к р и в и з н ы, он имеет выражение

$$R_{ijkl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial x^j \partial x^l} + \frac{\partial^2 g_{jl}}{\partial x^i \partial x^k} - \frac{\partial^2 g_{il}}{\partial x^i \partial x^l} - \frac{\partial^2 g_{il}}{\partial x^j \partial x^k} \right) - g_{rs} \left(\Gamma^r_{jk} \Gamma^s_{il} - \Gamma^r_{jl} \Gamma^s_{ik} \right).$$

Из тензора R_{ijkl} свертыванием с метрическим тензором g^{ik} может быть получен т е н з о р Р и ч ч и $R_{jl} = g^{ik} R_{ijkl}$, играющий важную роль в теории относительности. Вторичным свертыванием из R_{jl} получается инвариант $R = g^{jl} R_{jl}$, именуемый с к а л я р н о й к р и в и з н о й.

Лит.: 1) П а у л и В., Теория относительности, пер. с нем., М.—Л., 1947; 2) В е б л е н О., Инварианты дифференциальных квадратичных форм, пер. с англ., М., 1948; 3) Р а ш е в с к и й П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, М., 1953.

П. И. Лизоркин.

КРИВИЗНА ПОЛЯ и з о б р а ж е н и я (и с к р и в л е н и е п о в е р х н о с т и и з о б р а ж е н и я) — одна из *аберраций оптических систем*, заключающаяся в том, что изображение плоского предмета, расположенного перпендикулярно оси, получается резким лишь на искривленной поверхности. Радиус кривизны R этой поверхности дается ф-лой:

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^{k} \frac{1}{r_i} \left[\frac{1}{n_i} - \frac{1}{n_{i-1}} \right],$$

где n_{i-1} и n_i — показатели преломления до и после i-й преломляющей поверхности, r_i — ее радиус кривизны. Система дает плоское изображение, если сумма в правой части ф-лы обращается в нуль (условие Петцваля). К. п. обычно сопровождается родственной аберрацией — *астигматизмом*. Комбинируя несколько линз с различными кривизнами поверхностей, можно добиться уничтожения обеих этих погрешностей. Фотообъективы, исправленные в отношении астигматизма и имеющие плоское поле изображения, наз. *анастигматами*.

Лит.: 1) Т у д о р о в с к и й А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., М.—Л., 1948; 2) С л ю с а р е в Г. Г., Методы расчета оптических систем, Л.—М., 1937.

М. М. Сущинский.

КРИВИЗНА ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ. Согласно общей теории относительности, гравитационное действие материи проявляется в искривлении пространства-времени. Количественной мерой кривизны пространства-времени является тензор кривизны R^i_{klm} (т. н. т е н з о р Р и м а н а):

$$R^i_{klm} = \frac{\partial \Gamma^i_{km}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma^i_{kl}}{\partial x^m} + \Gamma^i_{nl}\Gamma^n_{km} - \Gamma^i_{nm}\Gamma^n_{kl}, \qquad (1)$$

где Γ^i_{kl} — *Кристоффеля символы*. Если опустить первый индекс (1), то получим тензор $R_{iklm} = g_{in} R^n_{klm}$, подчиняющийся соотношению

$$R_{iklm} + R_{imkl} + R_{ilmk} = 0. \qquad (2)$$

Соотношение (2) устанавливает, что тензор кривизны в 4-мерном пространстве-времени имеет 20 независимых компонентов. Если ввести в данной точке определенным образом направленную в 4-мерном смысле систему отсчета, то можно обратить в нуль 6 компонентов тензора кривизны. Т. о., тензор кривизны в данной точке характеризуется 14 величинами. Ур-ния Эйнштейна связывают тензор энергии-импульса T_{ik} вещества со свернутым тензором кривизны $R_{ik} = R^l_{ilk}$, т. е. определяют кривизну пространства-времени неоднозначно. Так, напр., «пустое» пространство-время ($T_{ik} = 0$) будет «кривым» ($R_{iklm} \neq 0$) при наличии *гравитационных волн*. Следовательно, кривизна пространства-времени определяется как веществом, так и гравитационными волнами.

Чтобы сделать более наглядным понятие кривизны пространства-времени, введем в данной точке пространства-времени локально-галилееву систему отсчета, что всегда можно сделать, т. е. потребуем, чтобы в ней $g_{ik} = g^{(0)}_{ik}$, где $g^{(0)}_{ik}$ — галилеева метрика ($g_{00} = -1$, $g_{0\alpha} = 0$, $g_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}$) и

$$\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^l} = 0. \qquad (3)$$

Соотношения $g_{ik} = g^{(0)}_{ik}$ налагают 10 условий на 16 параметров преобразования координат. Остающиеся 6 параметров преобразования определяют 6-параметрическую (локальную) группу Лоренца. Условий (3) имеется 40 — столько же, сколько и соответствующих параметров преобразования координат, тем самым определяемых однозначно. Если теперь попробовать обратить в нуль все вторые производные g_{ik} в рассматриваемой точке пространства-времени, то это, вообще говоря, оказывается невозможным, т. к. на 100 условий мы имеем всего 80 соответствующих параметров преобразования. Можно составить 20 линейных комбинаций из вторых производных g_{ik}, к-рые вообще не будут меняться при соответствующих преобразованиях координат. Эти комбинации вторых производных и будут компонентами тензора кривизны R_{iklm}. Т. о., величина компонент R_{iklm} определяет величину вторых производных тензора g_{ik}, к-рые нельзя обратить в нуль преобразованием координат. Условия (3) показывают, что метрика является галилеевой не только в рассматриваемой точке, но и в нек-рой ее окрестности; однако эта окрестность тем меньше, чем бо́льшими являются компоненты тензора R_{iklm}, задающие величину вторых производных тензора g_{ik}. Если же $R_{iklm} = 0$ в нек-рой области пространства-времени, то галилееву систему отсчета можно продолжить на всю эту область. В частности, если $R_{iklm} = 0$ во всем пространстве-времени, то галилееву систему отсчета можно продолжить на все пространство-время. Следовательно, можно сказать, что чем больше компоненты тензора кривизны, тем быстрее «портится» локально-галилеева система отсчета при смещении из данной точки пространства-времени.

В. В. Судаков.

КРИВОЛИНЕЙНЫЕ КООРДИНАТЫ — см. *Координаты*.

КРИВОЛИНЕЙНЫЙ ИНТЕГРАЛ — интеграл от ф-ции нескольких переменных, взятый вдоль нек-рой кривой. Различают К. и. 1-го и 2-го родов. К. и. 1-го рода (по дуге) есть предел интегральной суммы $\sum_{i=1}^{n} f(P_i)\Delta s_i$, получающейся при разбиении кривой L на n участков длины Δs_i, где $f(P)$ — заданная на L ф-ция и P_i — выбранные на участках точки. К. и.

1-го рода обозначается $\int\limits_L f(P)ds$ или $\int\limits_L f(x, y)ds$, если кривая L — плоская, $\int\limits_L f(x, y, z)ds$ — для кривой в пространстве. К. и. 1-го рода возникают, напр., при рассмотрении задачи о вычислении массы кривой переменной плотности. К. и. 2-го рода (по координатам) получается, если в интегральной сумме вместо длины участка Δs_i брать проекции Δx_i или Δy_i участка Δs_i на соответствующие оси; он обозначается $\int\limits_L f(x, y)dx$ или $\int\limits_L f(x, y)dy$. Обычно под К. и. 2-го рода понимают сумму двух К. и. $\int\limits_L P(x, y)dx + Q(x, y)dy$ для плоской кривой или трех К. и. $\int\limits_L P(x,y,z)\,dx + Q(x,y,z)dy + R(x,y,z)dz$ для кривой в пространстве. К. и. 2-го рода возникают, напр., при рассмотрении задачи о работе силового поля. При вычислении К. и. их обычно сводят к обычным определенным интегралам по ф-лам

$$\int\limits_L f(x, y)\,ds = \int\limits_a^b f[x, y(x)]\sqrt{1 + y'^2}\,dx$$

(для К. и. 1-го рода; $y = y(x)$ — ур-ние кривой L) и

$$\int\limits_L P(x, y)\,dx + Q(x, y)\,dy = \int\limits_\alpha^\beta \{P[x(t), y(t)]\,x'(t) + Q[x(t), y(t)]\,y'(t)\}\,dt$$

(для К. и. 2-го рода; $x = x(t)$, $y = y(t)$ — параметрич. ур-ния кривой L).

О связи К. и. по замкнутой плоской кривой и двойным интегралом см. *Грина формула*, о связи К. и. по замкнутой пространственной кривой и *поверхностным интегралом* см. *Стокса формула*. *В. И. Битюцков.*

КРИЗИС СОПРОТИВЛЕНИЯ (к р и з и с о б т е к а н и я) — явление резкого уменьшения аэродинамич. сопротивления плохо обтекаемого тела в нек-ром «критическом» интервале *Рейнольдса чисел* (Re), зависящем от геометрич. формы тела, шероховатости его поверхности, а также турбулентной структуры набегающего на тело потока. На рис. 1 приведены кривые зависимости коэфф. сопротивления c_x полированного шара от логарифма числа $Re = v_\infty d/\nu$ в области К. с. (v_∞ — скорость набегающего потока, d — диаметр шара, ν — кинематич. коэфф. вязкости) по опытам в аэродинамич. трубах, имеющих различные интенсивности *турбулентности*. Кривая I соответствует интенсивности турбулентности $\varepsilon = 2{,}5\%$, кривая V — сравнительно малой интенсивности $\varepsilon = 0{,}5\%$. Положение области К. с. на шкале рейнольдсовых чисел обычно характеризуют средним критич. числом $Re_{кр}$ обтекания тела, соответствующим выбранному среднему значению коэфф. сопротивления в области К. с.: напр. для шара $Re_{кр} = Re$ при $c_x = 0{,}3$ (рис. 1). При убывании интенсивности турбулентности величина $Re_{кр}$ растет. К. с. обусловлен улучшением обтекания тел (кризис обтекания), связанным с переходом

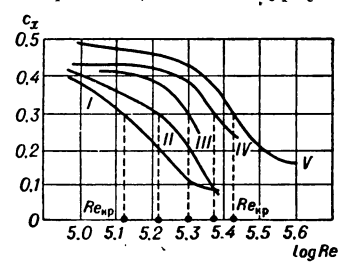


Рис. 1. Убывание коэфф. лобового сопротивления шара c_x с ростом числа Re в области критич. сопротивления. Точки у основания пунктирных линий соответствуют критич. значениям $Re = Re_{кр}$, при к-рых $c_x = 0{,}3$, в воздушных потоках с различной интенсивностью турбулентности ε от 0,5% до 2,5%.

Рис. 2. Улучшение обтекания шара в области критич. сопротивления.

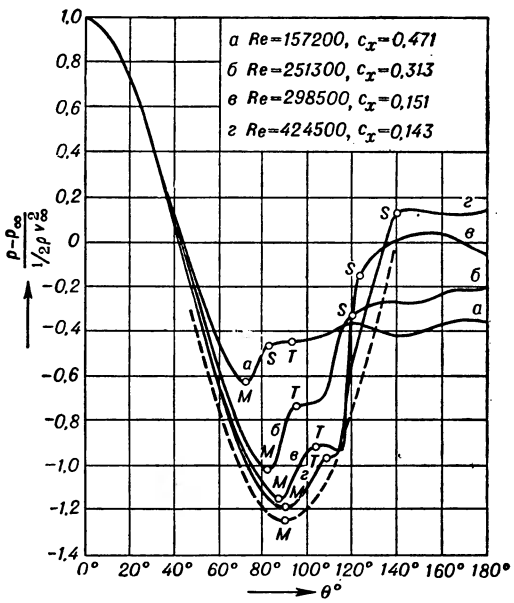


Рис. 3. Кривые распределения коэфф. давления $\bar{p} = \frac{p - p_\infty}{1/2\rho v_\infty^2}$ по поверхности шара в области критич. сопротивления (M — точка минимума давления, θ — угол, отсчитываемый по меридиану от передней точки разветвления потока).

чина $Re_{кр}$ растет. К. с. обусловлен улучшением обтекания тел (кризис обтекания), связанным с переходом (при достаточно больших Re) ламинарного пограничного слоя вблизи линии отрыва слоя в турбулентное состояние (рис. 2) и более интенсивным вследствие этого захватом жидкости в слое внешним потоком (см. *Пограничный слой*). Это подтверждается кривыми распределения безразмерного коэффициента давления (рисунок 3) по поверхности шара при различных значениях числа Re. С возрастанием Re кривые давления приближаются к пунктирной кривой, соответствующей идеальному безотрывному обтеканию (на кривой a точка перехода T ламинарного движения в турбулентное лежит ниже по потоку, чем точка отрыва погранич-

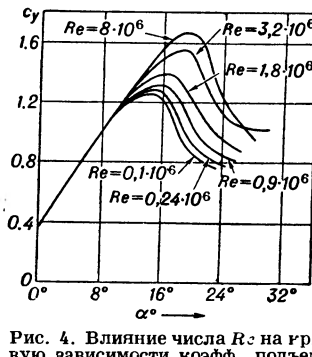


Рис. 4. Влияние числа Re на кривую зависимости коэфф. подъемной силы c_y крыла от угла атаки α.

ного слоя S, на остальных — наоборот). Явлением кризиса обтекания носовой части крыла объясняется также возрастание коэфф. максимальной подъемной силы крыла и критич. угла атаки при возрастании числа *Re* (рис. 4). При больших дозвуковых скоростях область К. с. с ростом *M-числа* сдвигается в сторону бо́льших чисел *Re*.

Лит.: 1) Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., М., 1949, с. 237—39; 2) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М., 1959, с. 583—87, 759; его же, Аэродинамика пограничного слоя, Л.—М., 1941, с. 250—62. *Л. Г. Лойцянский.*

КРИОГЕННЫЕ МЕТОДЫ ОТКАЧКИ для получения высокого и сверхвысокого вакуума основаны на конденсации и адсорбции газов и паров на поверхности твердого тела, охлажденного до достаточно низкой темп-ры, при к-рой равновесная упругость пара откачиваемого вещества существенно ниже того давления, к-рое требуется создать в системе.

Конденсационный насос. При темп-ре кипения жидкого водорода (20,4°К) упругость пара большинства веществ, откачиваемых из вакуумных систем, очень низка, напр. у азота $2 \cdot 10^{-11}$ *тор*, у кислорода и аргона еще меньше [1]. Т. о., поверхность, охлаждаемая жидким водородом, может служить основным элементом насоса для откачки воздуха [2]. В соответствии с простым молекулярно-кинетич. расчетом [3] о каждый $см^2$ поверхности в 1 *сек* «ударяется» объем газа $S_1 \approx 3{,}6\sqrt{T/M}$ *л* (T — темп-ра газа, M — его мол. вес). Например, для азота в сосуде, стенки которого имеют комнатную темп-ру (290°К), $S_1 = 11{,}4$ $л/см^2 сек$. Если все молекулы, попадающие на холодную поверхность, конденсируются (*аккомодации коэффициент* $\alpha = 1$), то S_1 определяет скорость откачки каждым $см^2$ поверхности конденсатора (см. *Вакуумный насос*). Когда давление в системе значительно больше равновесного давления над холодной поверхностью, α близко к 1, и поверхность тела при темп-ре жидкого водорода до весьма низких давлений (10^{-8}—10^{-10} *тор*) работает как насос со скоростью откачки $S = S_1 F$ (F — площадь конденсатора). Скорость откачки конденсационного насоса остается постоянной во всем рабочем интервале давлений. При применении соответствующей охлаждающей жидкости практически все газы, с к-рыми приходится иметь дело в вакуумных системах, могут откачиваться конденсационными насосами. Так, водородный конденсационный насос, кроме кислорода и аргона, с тем же предельным вакуумом откачивает CO и до еще более высокого вакуума — CH_4, Kr и Xe; для откачки CO_2, NH_4 и Cl достаточно охлаждения жидким азотом, но для откачки Ne необходим жидкий гелий. Для откачки водорода до давления ниже 10^{-7} *тор* темп-ра кипения He при атм. давлении (4,2° К) уже недостаточно низка, т. к. упругость паров водорода составляет $3{,}5 \cdot 10^{-7}$ *тор*; получение более высокого вакуума требует охлаждения конденсатора гелием, кипящим под откачкой (при 3°К упругость насыщенного пара водорода — $2 \cdot 10^{-11}$ *тор*, при 2,8° К — $2 \cdot 10^{-12}$ *тор*) [1].

Конструктивно конденсирующий элемент либо помещается непосредственно в откачиваемой системе или охватывает ее [4], либо он представляет собой насос, присоединяемый к системе [5]. В обоих случаях откачивающий элемент (конденсатор) — толстостенная, напр. медная (1,5—2 *мм* для выравнивания темп-ры конденсатора) емкость, частично заполненная охлаждающей жидкостью. Для уменьшения испарения охлаждающей жидкости конденсатор хорошо отполирован и защищен экраном (медным, полированным), охлаждаемым жидким азотом. Экран играет также роль насоса, улавливающего с большой производительностью пары воды и нек-рых др. веществ, слетающих со стенок системы при ее тренировке. Как высоковакуумный насос, конденсационный насос наиболее выгоден при форвакууме 10^{-6} *тор*. Для создания такого предварит. вакуума и для тренировки системы служит вспомогат. насос. Последний необходим также, если в системе присутствуют компоненты, не откачиваемые конденсатором. При откачке воздуха конденсационный насос обеспечивает предельный вакуум 10^{-8}—10^{-10} *тор*, причем эта граница определяется гл. обр. материалами и состоянием поверхности стенок откачиваемой системы [6]. При рабочем вакууме 10^{-7}—10^{-8} *тор* расход охлаждающей жидкости в конденсационном насосе производительностью $4 \cdot 10^4$ $л/сек$ составляет 0,5—2 *л* водорода в час. По мере нарастания слоя конденсируемого вещества теплоизоляц. свойства стенок конденсатора ухудшаются (уменьшается коэфф. отражения), что приводит к увеличению расхода жидкого водорода. При давлении 10^{-8} *тор* время непрерывной работы насоса составляет неск. недель. Для удаления сконденсированного слоя насос отогревается до комнатной темп-ры с откачкой вспомогат. насосом. В конденсаторы насосов малой производительности (10^3 $л/сек$) заливают охлаждающую жидкость, получаемую в отдельном сжижителе. В насосах большой производительности (10^5 $л/сек$) рационально использование автономного замкнутого холодильного цикла.

Преимущества конденсационного насоса: низкое предельное давление; отсутствие в системе паров рабочего вещества; возможность практически неограниченно увеличивать производительность; при производительности $> 10^4$ $л/сек$ — значит. экономия энергии питания.

Низкотемпературный адсорбционный насос. Устройство основано на способности активированного угля и нек-рых др. *адсорбентов*, охлажденных до достаточно низкой темп-ры, поглощать большие количества газа при низком равновесном давлении. Основной элемент высоковакуумного адсорбционного насоса — цилиндрич. полость с распределенными на ее стенках слоем адсорбента; снаружи стенки полости омываются охлаждающей жидкоостью. Отверстие полости является соплом насоса. Производительность насоса зависит от глубины полости; отношение глубины полости к ее диаметру — $\geqslant 3$. Это связано с тем обстоятельством, что адсорбент охлаждается в вакууме гл. обр. за счет лучеиспускания и лишь при достаточной глубине полости приобретает темп-ру охлаждающей жидкости. Сильное углубление полости также нецелесообразно из-за увеличения вакуумного сопротивления. В зависимости от свойств откачиваемого газа для охлаждения применяются жидкие: азот, водород или гелий. Для откачки N, O, $ArCO_2$, CH_4, Kr, Xe достаточно охлаждения угля жидким азотом. Во всех этих случаях обеспечивается предельное давление $< 10^{-7}$ *тор*. Откачка H и Ne требует охлаждения адсорбента жидким водородом; для откачки He до высокого вакуума необходимо охлаждение жидким гелием.

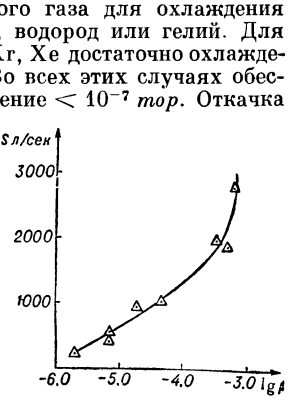


Рис. 1.

Описание конструкции адсорбционного насоса для откачки воздуха производительностью от 250 до 3 000 $л/сек$ см. [7], а также в ст. *Адсорбционный насос*. Скорость его откачки S растет с повышением давления (рис. 1). Достоинства такого насоса: отсутствие испаряющегося рабочего вещества; установка может длительное время оставаться без надзора, т. к. емкости сосуда для

жидкого азота (10 *л*) хватает на 30—36 часов. Недостаток этого насоса: необходимость дополнит. насоса (при больших течах в установке) для откачки натекающих с воздухом его неадсорбируемых компонент (He, Ne, H).

На рис. 2 изображен адсорбционный насос с жидким водородом для откачки водорода [8]. Здесь откачивающих элементов два — один с охлаждением жидким азотом — *1* (для предварит. тренировки системы) и второй с охлаждением жидким водородом — *2*. Элемент *2* защищен от теплых стенок насоса экраном, припаянным к элементу *1*. Диаметр входного отверстия насоса 12 *см*; емкостей сосудов (азотного — 8 *л*, водородного — 1,8 *л*) хватает на 30—40 часов; предельный вакуум по водороду $> 10^{-8}$ *тор*; скорость откачки растет с ростом давления и составляет 400 *л/сек* при $8 \cdot 10^{-8}$ *тор*, 750 *л/сек* при $1 \cdot 10^{-6}$ *тор* и 900 *л/сек* при $1 \cdot 10^{-5}$ *тор*. Давлениям $8 \cdot 10^{-8}$ *тор* и $1 \cdot 10^{-6}$ *тор* соответствуют 5 и 80 $см^3$ водорода, адсорбированного 1 *г* угля, охлажденного до водородной темп-ры. Поэтому водородный адсорбционный насос работает непрерывно очень долго. Для восстановления адсорбционной способности угля адсорбционный насос отогревается до комнатной темп-ры и откачивается затем 1—2 часа форвакуумным насосом.

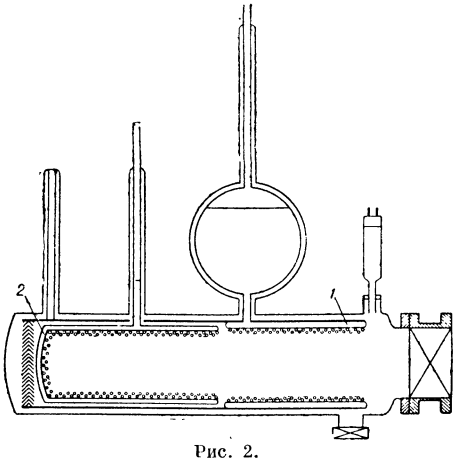


Рис. 2.

Лит.: 1) Боровик Е. С., Гришин С. Ф., Гришина Е. Я., «ЖТФ», 1960, т. 30, № 5, с. 539; 2) Лазарев Б. Г., Боровик Е. С., Федорова М. Ф., Цин Н. М., «Український фізичний журнал», 1957, т. 2, № 1, с. 175; 3) Дешман С., Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1950; 4) Лазарев Б. Г., Судовцов А. И., Смирнов А. П., «Физика металлов и металловедение», 1959, т. 7, вып. 1, с. 122; 5) Боровик Е. С., Лазарев Б. Г., Михайлов И. Ф., «Атомная энергия», 1959, т. 7, вып. 2, с. 117; Боровик Е. С., Михайлов И. Ф., «Химическое машиностроение», 1961, № 1, с. 1; 6) Боровик Е. С., Гришин С. Ф., Лазарев Б. Г., «ПТЭ», 1960, № 1, с. 115; 7) Лазарев Б. Г., Федорова М. Ф., «ЖТФ», 1960, т. 30, вып. 7, с. 865; 8) Их же, там же, 1961, т. 31, вып. 7; 9) Коган В. С., Селиванов В. П., Булатова Р. Ф., Остроfокусная рентгеновская трубка с адсорбционным насосом, «ПТЭ», 1959, № 1, с. 145. *Б. Г. Лазарев.*

КРИОСАР — полупроводниковый прибор, работа к-рого основана на явлении лавинообразного пробоя (производимого ударной ионизацией примесей), имеющего место при темп-рах, близких к абс. нулю [назв. образовано из первых букв англ. слов low-temperature (cryo-) switching by avalance and recombination — «низкотемпературное переключение посредством пробоя и рекомбинации»]. К. представляет собой тонкую пластину полупроводника (напр., германия) толщиной в один или неск. десятых *мм* с нанесенными к.-л. способом на обе стороны электрич. контактами. В зависимости от назначения К., в нем применяется некомпенсированный или компенсированный *полупроводник*.

Принцип действия К. с некомпенсированным материалом таков. В диапазоне темп-р жидкого гелия при малых величинах приложенного напряжения материал имеет высокое удельное сопротивление 10^7—10^9 *ом см*. Проводимость обусловлена либо теми немногими носителями тока, к-рые возникают в материале благодаря термич. ионизации и рассеянной радиации, либо процессом проводимости в *примесной зоне*. При увеличении приложенного к материалу напряжения свободные носители приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации примесей, и при нек-ром критическом значении электрич. поля происходит неразрушающий пробой (подобно лавинному пробою в газе). В результате лавинообразного процесса практически все примеси могут быть ионизированными, что приводит к изменению удельного сопротивления на шесть-семь порядков. Типичная вольтамперная характеристика для некомпенсированного германия приведена на рис. 1.

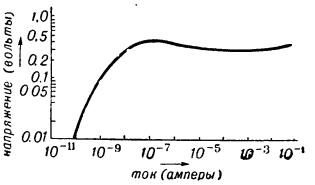


Рис. 1. Вольтамперная характеристика некомпенсированного германия с проводимостью *p*-типа при темп-ре 4,2°К.

К. с компенсированным материалом имеет аналогичную электрич. характеристику, но между состояниями высокой и низкой проводимости имеется область отрицат. сопротивления, что позволяет применять К. как элемент с двумя устойчивыми состояниями. На рис. 2 приведена типичная вольтамперная характеристика образца германия с присадкой индия, компенсированного добавкой сурьмы. Оба типа К. являются элементами двустороннего действия и не обладают вентильными свойствами.

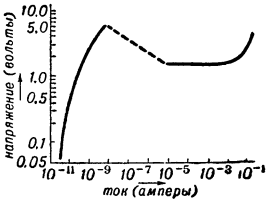


Рис. 2. Вольтамперная характеристика образца германия с присадкой индия, компенсированного сурьмой при темп-ре 4,2°К.

При пробое, производимом ударной ионизацией, область с изменяющейся проводимостью резко ограничена объемом, в к-ром напряженность электрич. поля превосходит критич. значение. Это позволяет размещать на одной пластине германия значит. количество взаимно несвязанных К. (более 500 на 1 $см^2$).

Поскольку ударная ионизация является объемным эффектом, в К. почти не проявляются поверхностные эффекты, и воспроизводимость свойств К. практически целиком определяется контролируемым количеством примесей. Скорость работы К. ограничена временем развития процесса ударной ионизации и зависит от превышения приложенного напряжения над критическим, возрастая с увеличением последнего. При превышении критич. напряжения в 1,5—2 раза время нарастания тока от начального ($\sim 10^{-5}$ *а*) до 10^{-2} *а* менее чем 10^{-3} *сек*. Время возврата в первоначальное состояние при снятии напряжения (т. е. время, за к-рое подвижные носители, производимые ударной ионизацией, рекомбинируются с атомами примесей и прибор снова приобретет высокое сопротивление) весьма мало ($< 10^{-9}$ *сек*).

К. предназначены в основном для применения в запоминающих и переключающих элементах быстродействующих вычислит. машин.

Лит.: 1) McWhorter A. L., Rediker R. H., «Proc. I. R. E.», 1959, v. 47, № 7, p. 1207; 2) Thomas M., «Electronics», 1960, v. 33, № 46, p. 73. *В. Я. Контарев.*

КРИОСКОПИЯ — измерение понижения темп-ры начала отвердевания (замерзания) раствора $\Delta T_{\text{отв}}$

по сравнению с темп-рой отвердевания чистого растворителя $T_{отв}$; точнее, измерение понижения темп-ры равновесия кристаллов растворителя с раствором по сравнению с темп-рой равновесия их с чистым растворителем при постоянном давлении. К. применяется для определения молекулярного веса растворенного вещества, а для веществ, молекулярный вес к-рых известен, — для определения *активности*.

На основании *Рауля закона* для бесконечно разбавленного раствора при отсутствии *электролитической диссоциации* $\Delta T_{отв} = Kn$, где n — число молей растворенного вещества на 1000 *г* растворителя; $K = RT^2_{отв}/l$ — криоскопическая постоянная данного растворителя (R — газовая постоянная, l — удельная теплота плавления); значения K см. [2]. Мол. вес растворенного вещества $M = 1000\,KG/\Delta T_{отв}g$, где g и G — число граммов растворенного вещества и растворителя. По этому соотношению может быть экспериментально определено K из измерений $\Delta T_{отв}$ раствора вещества, молекулярный вес к-рого известен. Разность темп-р $\Delta T_{отв}$ измеряют *метастатическим термометром* или дифференциальной термопарой, соединенной с прецизионным измерит. мостом.

Лит.: 1) Киреев В. А., Курс физической химии, 2 изд., М., 1956, с. 320—26; 2) Справочник химика, т. 3, М.—Л., 1952. *Б. Р. Смирнов.*

КРИОСТАТ — термостат (т. е. устройство для поддержания постоянной темп-ры), предназначенный для работы при темп-рах ниже 0°С. Простейший и наиболее широко применяемый К. — *Дьюара сосуд*, наполненный к.-л. хладоагентом: льдом (0°С); т. н. криогидратами — эвтектич. смесями льда с солями и др. соединениями (см. *Эвтектика*), предварительно замороженными жидким азотом (табл. 1); смесями твердой углекислоты со спиртом, ацетоном или толуолом (—78°С); ожиженными газами, кипящими при атмосферном или пониженном давлении; «твердыми газами» (при понижении давления ниже соответствующего тройной точке, табл. 2). Для понижения давления внутр. объем сосуда Дьюара герметизируется и присоединяется к насосу для откачки. Такие К. дают одну фиксированную темп-ру (темп-ру плавления хладоагента) или темп-ры в нек-ром интервале, определяемом температурной зависимостью давления паров жидкого или твердого газа. В последнем случае поддержание постоянной темп-ры (постоянного давления) осуществляется регулятором скорости откачки.

Табл. 1. — Концентрация (C) и температуры плавления ($t_{пл}$) эвтектик нек-рых криогидратов.

Вещество	C (%)	$t_{пл}$(°С)	Вещество	C (%)	$t_{пл}$ (°С)
$MgSO_4$	19,0	— 3,9	NaCl	22,4	—21,2
$ZnSO_4$	27,2	— 6,5	$MgCl_2$	21,6	—33,6
KCl	19,7	—11,1	$CaCl_2$	29,8	—55
NH_4Cl	18,7	—15,8	KOH	31,5	—65
NH_4NO_3	41,2	—17,4	SO_3	32	—75
$NaNO_3$	36,9	—18,5	HCl	24,8	—86

Табл. 2. — Температуры кипения ($t_{кип}$) и тройных точек ($t_{тр}$) нек-рых газов.

Вещество	$t_{кип}$ (°С)	$t_{тр}$ (°С)	Вещество	$t_{кип}$ (°С)	$t_{тр}$ (°С)
Кислород . .	—183.0	—218,7	Водород	—252,7	—259,1
Азот	—195,8	—210,0	Гелий . .	—268,9	—

Широко применяются К., постоянство темп-ры к-рых в интервале от 0°С до —180°С поддерживается регулируемым продувом холодным азотом (рис.).

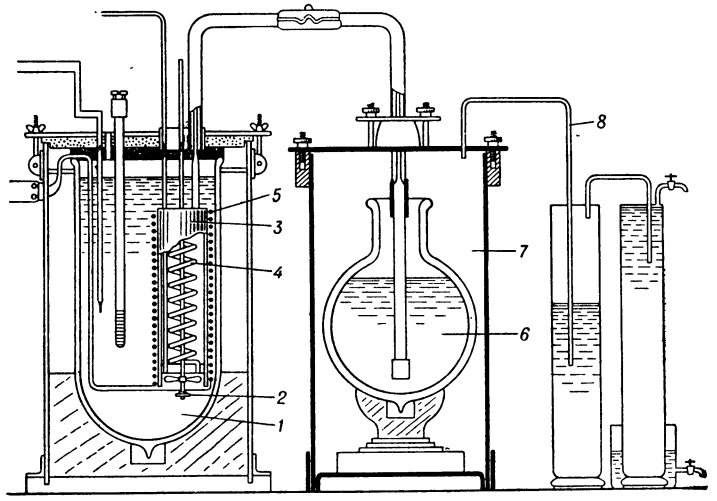


Схема криостата: *1* — сосуд Дьюара, наполненный спиртом (для темп-р до —100° С) или петролейным эфиром (до —150° С); *2* — мешалка; *3* — латунный цилиндр, в к-ром мешалка гонит спирт снизу вверх; *4* — змеевик, охлаждаемый потоком жидкого азота из сосуда *6*; *5* — нагреватель; *6* — сосуд Дьюара с жидким азотом; *7* — герметичная коробка; *8* — трубка для поддержания постоянного повышенного давления в коробке *7*, погруженная одним концом в воду.

Постоянство темп-ры в таких К. зависит от условий теплообмена, способа охлаждения и перемешивания жидкости, заполняющей К., и чувствительности терморегулятора. Для ряда исследований, напр. при измерениях теплоемкости при низких темп-рах, особенно в области темп-р ниже —180°С, применяются вакуумные К. (см. *Калориметрия при низких температурах*).

Лит.: Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954. *Е. С. Ицкевич.*

КРИОТРОН — сверхпроводящее устройство, представляющее собой *четырехполюсник*, в к-ром магнитное поле, создаваемое током во входной цепи, управляет электрич. сопротивлением (током) в выходной цепи. Принцип действия К. основан на возможности разрушения магнитным полем состояния сверхпроводимости (т. е. восстановления нормального электрич. сопротивления) любого сверхпроводника (см. *Сверхпроводимость*).

Если в отсутствие магнитного поля сверхпроводник скачком теряет сопротивление при *критической температуре* T_k, то в присутствии поля потеря сопротивления происходит при более низкой темп-ре. При темп-ре, близкой к T_k, для восстановления нормального сопротивления сверхпроводника требуются небольшие магнитные поля. Эти свойства сверхпроводников позволяют строить миниатюрные слаботочные переключающие и запоминающие устройства для применения в современных вычислит. машинах.

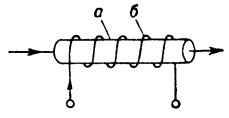


Рис. 1. Проволочный криотон: *а* — центральный провод (ц. п.); *б* — управляющая обмотка.

Первым подобным устройством является проволочный К., действующий как сверхпроводящее реле. Конструктивно такое реле представляет собой короткий отрезок проволоки (*а*, рис. 1) из сверхпроводящего металла, обладающего небольшим значением

критического магнитного поля, поверх к-рой навита однослойная обмотка (*б*, рис. 1) также из сверхпроводящей проволоки, но изготовленной из металла, обладающего бо́льшим значением критич. магнитного поля. Обмотка служит для создания магнитного поля, разрушающего сверхпроводимость центрального провода (ц. п.). Пока в обмотке ток отсутствует, ц. п. находится в сверхпроводящем состоянии. Если же через обмотку пропустить ток достаточной величины, то магнитное поле разрушит сверхпроводимость ц. п. Т. о., ц. п. (выходная цепь) в зависимости от величины тока в обмотке (во входной цепи) будет обладать электрич. сопротивлением или электрич. сопротивление будет отсутствовать (рис. 2). При этом обмотка все время находится в сверхпроводящем состоянии, поскольку магнитное поле, достаточное для разрушения сверхпроводимости ц. п., недостаточно для разрушения сверхпроводимости обмотки.

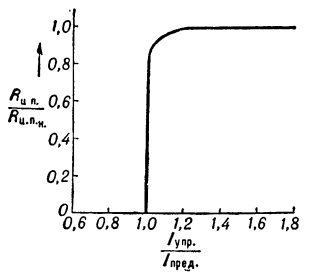


Рис. 2. Зависимость сопротивления центрального провода (ц. п.) от тока в управляющей обмотке ($I_{упр.}$) в проволочном криотроне: $R_{ц.п.н.}$ — сопротивление ц. п. в нормальном состоянии; $I_{пред.}$ — предельное значение $I_{упр.}$, при к-ром создаваемое им магнитное поле управляющей обмотки переводит ц. п. в нормальное состояние.

В проволочных К., работающих при темп-ре кипения жидкого гелия при атм. давлении, ц. п. изготовляются обычно из танталовой проволоки диаметром 0,2—0,3 *мм* и длиной 10—20 *мм*, а управляющие обмотки — из ниобиевой проволоки диаметром 0,05—0,07 *мм*, намотанной с плотностью 100 витков на *см*. При данной темп-ре тантал имеет H_k 50—70 *э*, а ниобий — 2 000 *э*, и для управления состоянием ц. п. необходимо пропускать через управляющую обмотку ток 0,5—0,7 *а*.

Скорость работы К. в схемах определяется постоянной времени К., равной отношению $L/R_н$, где L — индуктивность обмотки К., а $R_н$ — сопротивление ц. п. в нормальном состоянии. Для проволочных К. это время составляет 10^{-3}—10^{-4} *сек*.

Соединяя обмотки и ц. п. К. соответствующим образом, можно строить осн. узлы вычислит. машины: *триггерные ячейки*, схемы совпадения и несовпадения и др.

Более быстродействующими являются пленочные криотроны, имеющие постоянную времени менее одной *мксек*. Пленочные К. исключительно малы: активная площадь, занимаемая каждым К., — $5 \cdot 10^{-4}$ *см*^{2}. Кроме того, технология изготовления таких К. позволяет одновременно в несколько простых приемов изготовлять целые схемы, состоящие из многих К. и их взаимосоединяющих частей. Конструкцию пленочного К. с указанием типичных размеров и применяемых материалов см. на рисунке 3. Принципиально работа пленочного К. не отличается от работы проволочного: при пропускании через свинцовую пленку (входная цепь) тока достаточной величины образуемое им магнитное поле разрушает сверхпроводимость близлежащей части оловянной пленки (выходной цепи), причем сама свинцовая пленка остается все время сверхпроводящей. Так как критич. темп-ра олова 3,7° К (свинца 7,2° К), то рабочая темп-ра выбирается 3,5° К.

Рис. 3. Конструкция пленочного криотрона: *1* — управляемая оловянная пленка (толщина ≈ 0,3 *μ*, ширина ≈ 2 *мм*); *2* — управляющая свинцовая пленка (толщина ≈1 *μ*; ширина ≈ 25 *μ*); *3* — слой изоляции из окиси кремния между обеими пленками (толщина ≈ 0,4 *μ*); *4* — стеклянная подложка.

К. применяются для создания малогабаритных, потребляющих малую мощность, быстродействующих вычислит. устройств.

Лит.: 1) «Proc. I. R. E.», 1956, v. 44, № 4, p. 482—93; 2) там же, 1960, v. 48, № 8, p. 1395; 3) там же, 1960, v. 48, № 9, p. 1562. *В. Я. Контарев.*

КРИП — см. *Ползучесть материалов*.

КРИПТОН (Krypton) Kr — химич. элемент нулевой группы периодич. системы Менделеева, инертный газ; п. н. 36, ат. в. 83,80. Состоит из смеси 6 стабильных изотопов: Kr^{78}, Kr^{80}, Kr^{82}, Kr^{83}, Kr^{84} (56,90%) и Kr^{86} (17,37%); приведенные в скобках цифры относятся к К. атм. происхождения. Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов атомом К. 28 *барн*. Искусственно получены радиоактивные изотопы К. Нек-рые изотопы К. образуются при делении урана. Конфигурация внешних электронов атома $4s^24p^6$. Энергия ионизации в *эв*: ($Kr^0 \rightarrow Kr^+$) 14,00; ($Kr^+ \rightarrow Kr^{2+}$) 24,57; ($Kr^{2+} \rightarrow Kr^{3+}$) 36,94. К. состоит из одноатомных молекул: атомный радиус 1,98 Å. Плотность газа 3,745 *г/л* (при 0° и 760 *мм рт. ст.*); $t°_{пл}$ —157,1° и $t°_{кип}$ —153,2° (760 *мм рт. ст.*). Теплота плавления 391 *кал/моль*. Теплота испарения (в точке кипения) 2158 *кал/моль*. Плотность жидкого К. (в точке кипения) 2,155 *г/см*^{3}. $t°_{крит}$—63,8°; $P_{крит}$ 55,9 *кг/см*^{2} и $d_{крит}$ 0,909 *г/л*. Тройная точка: 115,95° К, 549 *мм рт. ст.*; плотность в тройной точке $d_{тв}$ 2,821 *г/см*^{3}, $d_ж$ 2,451 *г/см*^{3}. Как и другие *инертные газы*, К. образует только соединения, связь в к-рых осуществлена межмолекулярными силами: $Kr \cdot 6H_2O$, $Kr \cdot 3C_6H_5OH$. Применяют К. в электровакуумной технике для заполнения ламп накаливания, тиратронов, рекламных трубок (чисто белый свет).

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ — образование кристаллов при переходе вещества из термодинамически менее устойчивого состояния в более устойчивое. К. сопровождается выделением свободной энергии, преимущественно в форме теплоты кристаллизации. Маточной средой для образующихся кристаллов могут быть: переохлажденный пар или жидкость чистого вещества, переохлажденное вещество в жидко-кристаллич. (нематическом или смектическом) состоянии (см. *Жидкие кристаллы*), пересыщенный раствор или расплав данного вещества в другом (растворителе), кристаллич. среда, состоящая из кристаллов, принадлежащих к иной полиморфной модификации, чем вновь образующиеся кристаллы. С физико-химич. точки зрения, следовательно, К. — фазовый переход вещества из лабильного некристаллического или лабильного же, но кристаллического состояния в стабильное кристаллическое. Однако на практике при фазовых переходах идеально стабильное состояние никогда не достигается. В металлургии и технич. химии, напр., К. обычно завершается образованием поликристаллич. агрегата, находящегося в менее устойчивом состоянии, чем монокристалл. С кристаллографич. точки зрения важно, что в результате К. и обратного процесса «декристаллизации» вещество приобретает существенно другую атомно-молекулярную структуру и новые физич. свойства, не претерпевая при этом никакого резко выраженного химич. изменения. Так, способные к взаимному превращению вода и лед состоят из одинаковых молекул H_2O и в химич. отношении мало отличаются друг от друга, но в воде молекулы имеют беспорядочное и постоянно меня-

ющееся расположение (ближний порядок наблюдается лишь в малых объемах), а во льду они жестко связаны в кристаллич. решетку. По своим физич. свойствам (механическим, оптическим и др.) лед существенно отличается от воды. То же можно сказать и относительно перехода алмаза в графит и графита в алмаз: химич. свойства их (свойства углерода) при этих переходах остаются прежними, а структура и физич. свойства резко изменяются. В дальнейшем при описании деталей явления К. будет рассматриваться только типичный случай — выпадение кристаллов из жидкой фазы (расплава или раствора).

Зарождение кристаллов. Кристаллы могут возникать в переохлажденном расплаве или пересыщенном растворе данного вещества из готовых зародышей. Ими могут быть либо частицы кристалла этого вещества, либо другого со сходной структурой. Допускается также, что роль зародышей могут играть коллоидальные частицы, способные адсорбировать на себе кристаллизуемое вещество. Зарождению кристаллов благоприятствует наличие на стенках сосуда, где находится переохлажденная жидкость, и на погруженных в нее телах разнообразных неровностей — ступенек, царапин, выходов дислокаций и др. Однако К. может начаться только при достаточном переохлаждении (пересыщении) расплава (раствора), не меньшем некоторого порогового значения $\Delta T_{пор} = T_{пл} - T_{пор}$, где $T_{пл}$ — темп-ра плавления кристалла, а $T_{пор}$ — пороговая темп-ра. Крупные зародышевые частицы требуют для своего роста меньшего, а мелкие — большего переохлаждения [5,6], что подтверждается опытом.

Остается нерешенным до конца вопрос о возможности самопроизвольного зарождения кристаллов, при полном отсутствии затравочных частиц, путем случайного, флуктуационного соединения многих молекул или групп молекул при тепловом движении их в жидкости [3,5]. При технич. выращивании монокристалла в маточную жидкость вносится либо небольшой затравочный кристалл данного вещества, либо специально изготовленный из ранее выращенного кристалла препарат в форме определенным образом изготовленного стержня или пластинки.

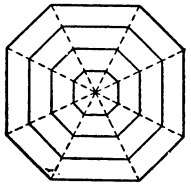


Рис. 1. Последовательные стадии роста кристалла в постоянных условиях.

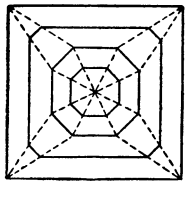


Рис. 2. Последовательные стадии роста кристалла в переменных условиях.

Рост кристалла. Так или иначе зародившийся кристалл продолжает при малом переохлаждении расти, приобретая свойственную ему многогранную форму. При хорошем перемешивании маточной жидкости и, соответственно, при достаточно медленном росте кристалла его грани передвигаются в направлении своих нормалей, оставаясь параллельными себе (рис. 1), с определенной нормальной скоростью (скоростью, с к-рой растет нормаль к грани). При изменении степени переохлаждения жидкости, вызываемом выделением теплоты кристаллизации, при добавлении к расплаву примесей, при изменении условий перемешивания жидкости и т. д. скорости роста различных граней, как правило, изменяются, в результате этого одни грани могут продолжать увеличиваться, другие — уменьшаться по площади или полностью исчезать (рис. 2).

Рост кристаллов, по Косселю — Странскому [5, 6, 12]. Наблюдая рост кристаллов тимола, гипосульфита натрия и др. веществ под микроскопом, можно видеть, что ступеньки контура кристалла движутся тангенциально со скоростями, в десятки и сотни раз превышающими нормальные скорости роста соответствующих прямолинейных участков контура (рис. 3). Это можно объяснить следующим образом. Ступеньки на гранях трехмерного кристалла образуют двугранные и трехгранные углы (рис. 4). Частицы (молекулы, атомы, ионы) переохлажденной жидкости, бомбардирующие грань растущего кристалла, могут либо присоединиться к ней, либо отскочить от нее в зависимости от ряда причин: скорости, угла и места падения на грань. Частица, попавшая на плоский участок грани, имеет шансы закрепиться на нем при очень малой скорости, с углом падения около 90°, особенно если к этой частице сейчас же успеет присоединиться другая такая же частица. При несколько большей скорости и при косом угле падения на плоскую часть грани частица будет по ней двигаться тангенциально в направлении соответствующей слагающей скорости до тех пор, пока не скатится с к.-л. ступеньки в двугранный угол. Потеряв скорость, частица может здесь укрепиться или продолжать далее двигаться вдоль ступеньки до тех пор, пока не соскользнет в трехгранный угол, где и может окончательно присоединиться к кристаллу. При еще больших скоростях частицы будут отскакивать от поверхности кристалла независимо от места падения. Не исключено, что при этом они могут выбить нек-рые из тех частиц, к-рые сели непрочно: на плоском участке поверхности или в двугранном угле. Т. о., в целом кристалл растет преимущественно путем захвата кристаллом частиц в трехгранные углы. Описанная картина механизма роста кристалла подтверждается теоретич. расчетами энергии присоединения ионов Na и Cl к различным местам ступенчатой поверхности растущего кристалла NaCl. При закреплении иона в трехгранном угле выделяется в 3,5 раза больше энергии, чем при его закреплении в двугранном, и в 13 раз больше, чем при закреплении на плоской поверхности [5]. Многократное повторение захвата частиц в трехгранные углы должно в идеальном случае закончиться исчезновением таких углов, а в совокупности с повторением захвата в двугранные углы — исчезновением всех ступенек на гранях кристалла. Иначе говоря, описанный механизм роста должен привести к образованию кристалла с идеально плоскими гранями, а следовательно, и к временной остановке роста, если не к полному его прекращению, поскольку возобновление роста в этих условиях возможно только путем маловероятного присоединения частицы к плоской поверхности. Опыт действительно показывает, что нек-рые достаточно однородные и совершенные затравочные кристаллы совсем не способны расти при малых степенях переохлаждения маточного расплава или раствора, т. е. при слишком интенсивном тепловом движении их частиц. Заставить расти такие кристаллы удается лишь в тех случаях, когда представляется возможным очень сильно (на десятки градусов) переохладить жидкость. В этих случаях, однако, рост начинается внезапно и протекает очень быстро, что, в свою очередь,

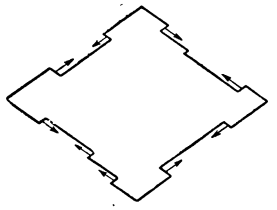


Рис. 3. Тангенциальный рост ступенек кристалла при наблюдениях под микроскопом.

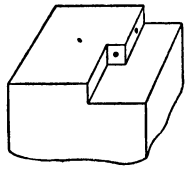


Рис. 4. Три наиболее вероятные позиции присоединения частиц к ступенчатой поверхности растущего кристалла.

приводит к образованию крайне несовершенных кристаллов.

Ритмическая кристаллизация [1, 5, 12]. Образование кристаллов нередко сопровождается периодически повторяющимися процессами ускорения и торможения, а то и настоящими остановками роста. В результате образуются кристаллы или кристаллич. агрегаты, имеющие зонарную структуру. Напр., по поверхности тонко матированного и слегка подогретого стекла проводят рейсфедером с расплавленным салолом ($T_{пл}$ = 42,5°С) один штрих. После этого стекло еще раз подогревается для удаления зародышей кристаллов, к-рые могли появиться в салоле на стекле в процессе приготовления указанного препарата, затем стекло охлаждают до комнатной темп-ры. Салол обладает способностью сильно переохлаждаться, поэтому в его расплаве на стекле зародыши самопроизвольно не возникают. К одному из концов штриха прикасаются концом иглы, «зараженной» твердым салолом. Начавшаяся в этом месте К. распространяется вдоль штриха «волнами». Закристаллизовавшееся вещество в проходящем свете имеет вид взаимно-параллельных черных полосок, разделенных светлыми промежутками (рис. 5). Ритмичность К. вызывается рядом причин. Напр., при росте несовершенных кристаллов обязательно существуют неровности поверхности, к-рые не относятся к категории идеальных ступенек с двугранными и трехгранными углами, а определяются вхождением в решетку посторонних молекул и более грубых твердых частиц; они никогда не могут полностью выклиниваться процессами тангенциального роста. Поэтому реальные кристаллы не могут останавливать свой рост и тем более периодически, через равные промежутки времени. Периодичность К. обусловлена существованием порога переохлаждения и зависит от механизма распределения образующейся теплоты кристаллизации между растущими кристаллами и маточной жидкостью. Образующаяся теплота идет прежде всего на нагревание самого кристаллизующегося вещества, и если растущий кристалл полностью окружен маточным расплавом, то происходит теплопередача от более нагретого кристалла в менее нагретую переохлажденную жидкость. Разумеется, что растущий кристалл не может нагреть себя выше темп-ры плавления, потому что тогда он не был бы растущим, а жидкость переохлажденной. Однако он может нагреть прилегающий к нему слой расплава, если последний обладает достаточно большой вязкостью, до темп-ры выше пороговой $T_{пор}$, и рост кристалла приостановится до того момента, когда избыточная теплота указанного слоя будет передана внутрь расплава. Далее остановка будет повторяться многократно. Ритмич. К. наблюдается при образовании колец Лизеганга, при росте сферолитов, при расстекловывании (зарухании) стекол и во множестве др. случаев К.

Рис. 5. Ритмич. рост кристаллов салола.

Спиральный рост кристаллов [10, 11, 13]. Когда кристалл растет в пересыщенном растворе без искусственного его перемешивания, с поверхности кристалла поднимается *концентрационный поток*, образованный слоями раствора, отдавшими часть растворенного в них вещества кристаллу и ставшими более легкими, чем основная масса раствора. Концентрационные потоки благоприятствуют неравномерному питанию граней кристалла и появлению на них всевозможных дефектов, в частности *дислокаций*. Всякий идеальный кристалл можно рассматривать как совокупность одинаковых атомно-молекулярных слоев, расположенных параллельно на равных расстояниях. В кристалле, имеющем единственную винтовую дислокацию, эти слои объединяются в один слой, винтообразно завитый вокруг оси дислокации (рисунок 6). Шаг винта в таком дефектном кристалле равен межслоевому расстоянию идеального кристалла или величине, кратной этому расстоянию. Высота и ширина ступенек идеальной винтовой дислокации всюду постоянна, но ширина в сотни раз больше высоты. Эти ступеньки в действительности образуют единственную винтовую ступеньку.

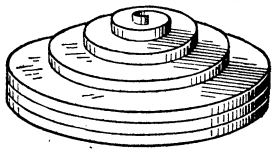


Рис. 6. Схема структуры кристалла, обладающего единственной винтовой дислокацией.

Механизм спирального роста кристаллов существенно отличается от описанного выше механизма по Косселю и Странскому только тем, что винтовая ступенька по чисто геометрическим ее свойствам зарастать не может. Поэтому рост кристалла при наличии винтовых дислокаций не может прерываться даже при сравнительно малых значениях пересыщения раствора. В остальном рост кристалла протекает на спиральной поверхности так же, как на поверхности с плоскими ступенями. Дислокационным характером роста кристаллов объясняются многие физич. свойства кристаллов — механические, электрические и др.

Секториальный рост кристаллов [4]. Исследования физич. свойств кристаллов привели к идее рассматривать реальный кристалл правильной многогранной формы как совокупность *пирамид роста*, основанием которых служат грани кристалла, а общей вершиной — начальная точка роста. Правильность этой идеи оправдывается тем, что очень часто физич. свойства пирамид с основаниями, принадлежащими не к одной и той же простой форме, оказываются различными. Это подтверждается существованием у многих минералов т. н. структуры песочных часов (рис. 7), часто встречающимся случаем оптич. аномалии в различных кристаллах, напр. в кристаллах квасцов (рис. 8), неодинаковым поглощением разными гранями растущего кристалла красителей, приводящим к тому, что одни пирамиды роста окрашиваются, а другие нет или окрашиваются другим цветом. Различие свойств пирамид роста одного и того же кристалла вызывается тем, что грани разных простых форм имеют разную структуру; например, грани куба имеют квадратную, а грани октаэдра гексагональную атомную сетку, и в силу этого могут по-разному относиться к образованию на них различных тонких и грубых дефектов строения (вакантных мест, дислокаций, различных включений посторонних веществ и т. д.). Все то, что в данный момент находится внутри кристалла, некогда было на его поверхности; поэтому изучение внутр. свойств кристаллов должно вестись совместно с изучением явлений на их поверхности и при получении кристаллов, обладающих нужными свойствами, недопустимо игнорировать закономерности секториального роста и строения кристаллов.

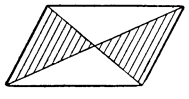


Рис. 7. Структура «песочных часов».

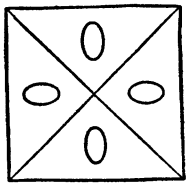


Рис. 8. Сечение оптически аномального (одноосного) кристалла квасцов. Оптич. индикатриса имеет разную ориентировку в пирамидах роста граней куба.

Рекристаллизация. В результате К. вещество никогда не приходит в окончательно устойчи-

вое состояние (см. выше). Это, в частности, относится к закристаллизовавшемуся в изложнице металлу, состоящему из множества кристаллов. Литой металл со временем рекристаллизуется («стареет») путем роста наиболее крупных монокристальных зерен за счет уменьшения величины мелких кристаллов. Рекристаллизацией вещество очень медленно переводится в более устойчивое, но все же не окончательно устойчивое состояние, отвечающее монокристаллу равновесной формы.

Равновесная и неравновесные формы кристаллов. Под кристаллом равновесной формы разумеется кристалл, к-рый не может изменять свою форму, сколь угодно длительно находясь в собственном расплаве при темп-ре плавления, отвечающей данному неизменному давлению, или при заданных темп-ре и давлении в насыщенном растворе. Согласно принципу Гиббса, Кюри и Вульфа, кристалл равновесной формы должен обладать при заданном объеме v минимальной поверхностной энергией

$$E_{v=\text{const}} = \sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2 + \sigma_3 S_3 + \ldots = \min$$

(σ_i — удельная поверхностная энергия, S_i — площадь граней). Реальные кристаллы, вырастающие в среде, находящейся в неустойчивом состоянии, вырастают в форме тем более близкой к равновесной, чем медленнее кристалл растет, иначе говоря, чем ближе состояние неустойчивой среды к состоянию устойчивому. Быстро растущие кристаллы, как правило, приобретают явно неустойчивую форму дендритов (рис. 9), скелетов, спиральных (рис. 10) и др. несовершенных форм. Создается впечатление, что при быстром росте кристалл стремится к экономии времени, а не энергии с тем, чтобы позже, располагая неограниченным временем, принять форму, экономную в отношении энергии. Опыты, выполненные под руководством Г. Г. Леммлейна, показали, что микроскопически маленький кристалл неравновесной формы, находясь в очень маленькой капельке насыщенного раствора, в течение неск. дней может принять форму, близкую к равновесной. *А. В. Шубников.*

Рис. 9. Дендриты хлористого аммония.

Рис. 10. Расщепленный и спирально-завитой кристалл дифениламина.

Электролитическая кристаллизация осуществляется обычно из водных растворов солей. Монокристаллы металлов образуются на катоде электролитич. ячейки. Движущая сила $\mu_c - \mu_k$ (см. ниже) в этом случае пропорциональна разности потенциалов, приложенной к электродам ячейки (перенапряжение). При электрокристаллизации возникают такие же проблемы преодоления потенциальных барьеров и транспорта вещества (и заряда), какие уже рассматривались выше. При электрокристаллизации обнаружены слоисто-спиральный рост, пассивирование растущих поверхностей примесями, захват примесей (напр., выделяющегося на катоде водорода) и т. д.

При электролизе получаются, как обычно, гранные, скелетные и дендритные формы роста кристаллов, образуются также пластинчатые и нитевидные кристаллы. Помимо большого практич. значения, электрокристаллизация очень удобна для количественного исследования кинетики роста, т. к. позволяет весьма точно измерять перенапряжение и ток, сопровождающий рост кристалла.

Химическая кристаллизация. В этом случае к рассмотренным выше основным процессам роста добавляется еще один этап — получение вещества в результате химич. реакции. Напр., монокристаллич. германий получается при реакции между газами:

$$GeCl_4 + 2H_2 = Ge + 4HCl.$$

Частица, попадающая в кристаллич. решетку, должна обязательно пройти по крайней мере две стадии, обладающие разными энергиями активации — освобождения из химич. соединения (или образования в результате химич. реакции) и пристройки к решетке. Эти два процесса могут быть разделены не только по времени, но и пространственно.

Химич. реакция при должных термодинамич. условиях (темп-ры, концентрации и т. д.) может идти в объеме маточной среды и не зависит от того, помещен в среду кристалл или нет. В этом случае ее роль сводится к созданию пересыщения в среде, а дальнейший перенос вещества к кристаллу и его присоединение к решетке идут как обычно. В др. случаях реакция может идти преимущественно на поверхности растущего кристалла, к-рый оказывается катализатором. Если реакция протекает на гладкой поверхности, вдали от изломов, то получающиеся атомы или молекулы должны мигрировать к изломам. Если, наконец, реакция осуществляется непосредственно в активных местах роста, то частицы сразу же и пристраиваются к решетке. Скорости всех рассмотренных процессов (образование, транспорт и пристройка частиц) различны и в зависимости от рода веществ и условий решающую роль могут играть те или иные стадии.

Дефекты, возникающие при К., весьма разнообразны: макроскопич. газовые, жидкие и твердые включения, примеси и вакансии, дислокации и внутр. напряжения и т. д. К этому списку причин, по к-рым реальная кристаллич. решетка отлична от идеальной, следует добавить дефекты слитка, напр. усадочные раковины.

Причиной появления макровключений часто служат посторонние частицы, случайно попавшие в среду, или возникшие в ней при К.: пузырьки газов, выделившихся из маточной среды при К., кристаллики других веществ, находящихся в растворе наряду с материалом кристалла. Макровключения могут возникать и в однородной среде. Включения, вообще говоря, создают в кристалле внутр. напряжения, к-рые иногда ведут к его разрушению. Вероятность образования макровключений, как правило, растет со скоростью роста.

Захват вакансий принципиально не отличается от захвата примесей (см. ниже, раздел IV).

В кристалле, растущем из расплава, имеется значит. градиент темп-ры, благодаря к-рому межатомные расстояния в первом поверхностном слое кристалла больше расстояний в следующем слое. Энергия создающегося таким путем атомного нониуса уменьшается при образовании дислокаций.

Весьма важный источник дислокаций в кристаллах — термоупругие напряжения, развивающиеся во время остывания после окончания роста. Дислокации создают в кристалле поле внутренних напряжений и существенно влияют на структурно-чувствительные свойства.

Теория кристаллизации. Условием термодинамич. равновесия фаз является равенство их химич. потенциалов. Если потенциал вещества в кристаллич. состоянии — μ_k'', а потенциал того же вещества в окру-

жающей среде (паре, растворе, расплаве) — μ_c, то при фазовом равновесии (вблизи плоской поверхности раздела) $\mu_c = \mu_k^0$. Локальное равновесие между кристаллом и средой вблизи к.-л. точки искривленной поверхности раздела осуществляется при условии

$$\mu_c = \mu_k^0 + \frac{\Omega}{R_1}\left(\alpha + \frac{\partial^2\alpha}{\partial\varphi_1^2}\right) + \frac{\Omega}{R_2}\left(\alpha + \frac{\partial^2\alpha}{\partial\varphi_2^2}\right)\ldots, \quad (1)$$

где Ω — удельный объем, приходящийся на одну частицу в кристалле, α — удельная свободная энергия поверхности раздела (она зависит от кристаллографич. ориентации этой поверхности, определяемой углами φ_1 и φ_2), R_1 и R_2 — главные кривизны поверхности в рассматриваемой точке. Ф-ла (1) позволяет найти равновесные значения темп-ры, концентрации и т. д. над кривой поверхностью, если известны величины этих параметров над безграничной плоской поверхностью. Условие $\mu_c = \text{const}$ вдоль всей поверхности кристалла превращает (1) в дифференциальное ур-ние для определения т. н. равновесной формы кристалла, при к-рой его свободная поверхностная энергия минимальна. Анизотропия α такова, что равновесная форма, по крайней мере при достаточно низких температурах, должна быть многогранником. Средние работы, которые нужно затратить для отрыва частицы с граней такого кристалла, одинаковы для всех граней.

К. происходит с выделением скрытой теплоты и относится к фазовым переходам 1-го рода. Термодинамич. движущей силой К. является отклонение от равновесия. Мера этого отклонения — разность $\mu_c - \mu_k$. При $\mu_c - \mu_k > 0$ идет рост кристаллов, а при $\mu_c - \mu_k < 0$ — декристаллизация (плавление, растворение, испарение, травление). Если кристаллизуется раствор с концентрацией c в условиях, когда равновесная концентрация c_0, то $\mu_c - \mu_k^0 \approx kT[(c-c_0)/c_0] \equiv kT\sigma$. Если кристаллизуется расплав, то $\mu_c - \mu_k^0 = q(T_0 - T)/T_0$, где T и T_0 — истинная и равновесная темп-ры, а q — теплота К. Оба последних выражения справедливы, соответственно, при малых $(c - c_0)/c_0$ и $(T_0 - T)/T_0$. Аналогично можно рассматривать переход одной кристаллич. модификации в другую (полиморфные превращения).

I. Зарождение кристаллов. В гомогенной среде, для к-рой $\mu_c > \mu_k^0$, должно происходить образование более выгодной кристаллич. фазы. Зарождение кристаллов может иметь причиной флуктуации плотности, темп-ры, концентрации и т. д. Хаотически движущиеся атомы или молекулы могут случайно сталкиваться между собой и слипаться, образуя агрегаты из двух, трех и т. д. частиц. Одновременно идет и обратный процесс распада комплексов. Объединение атомов или молекул в агрегат с объемом V и поверхностью S ведет при постоянных давлении и темп-ре к изменению термодинамич. потенциала системы на величину

$$\Delta\Phi = -(\mu_c - \mu_k^0)\frac{V}{\Omega} + S\alpha. \quad (2)$$

(Здесь и далее α считается изотропным). Первый член (2), объемный, отражает энергетич. выигрыш, сопровождающий образование устойчивой в данных условиях кристаллич. фазы, а второй член, поверхностный, — проигрыш из-за появления границы раздела. (При рассмотрении зарождения кристаллич. фазы в другой твердой фазе в правую часть (2) должен быть добавлен член, характеризующий возникновение упругой энергии в зародыше и маточной среде). Если r — линейный размер зародыша, то $V \sim r^3$, а $S \sim r^2$. Поэтому $\Delta\Phi$ при малых r растет с увеличением r, а при больших r — падает. Т. о., термодинамич. потенциал при нек-ром $r = r_c$ (определяемом из условия $\frac{\partial\Delta\Phi}{\partial r} = 0$) имеет максимум. Размер и форма критич. зародыша могут быть получены также из ф-лы (1) после задания величины $\mu_c - \mu_k^0$. Ясно поэтому, что форма зародыша совпадает с равновесной. Величина r_c наз. размером критич. зародыша, а $\Delta\Phi(r_c)$ — работой его образования. Работа $\Delta\Phi(r_c) \equiv A$ есть высота потенциального барьера, к-рый надо преодолеть системе для образования жизнеспособного зародыша. Для сферич. зародыша

$$A = \frac{16\pi}{3}\frac{\Omega^2\alpha^3}{(\mu_c - \mu_k^0)^2}.$$

Система, содержащая зародыш с $r = r_c$, находится в состоянии неустойчивого равновесия. Для агрегатов с размерами $r > r_c$ более выгоден процесс роста, а для тех, у к-рых $r < r_c$ — процесс распада. Поскольку, однако, присоединение частиц к агрегату докритич. размеров есть процесс случайный, нек-рые из этих агрегатов, несмотря на термодинамич. невыгодность, могут достигать критич. величины, а затем разрастаться в макроскопич. кристаллы. Число таких агрегатов, возникающих в единице объема в единицу времени

$$N \sim \frac{zn}{n_3}\sqrt{\frac{A}{\pi kT}}\, e^{-A/kT}, \quad (3)$$

где n — плотность находящихся в среде атомов или молекул, слагающих кристалл, n_3 — количество частиц в поверхностном слое зародыша, а z — вероятность присоединения одной частицы к зародышу критич. размеров в единицу времени. Если энергия активации для доставки и присоединения вещества к зародышу U, то $z \sim \exp(-U/kT)$. Т. о., скорость образования зародышей N экспоненциально зависит от пересыщения σ или переохлаждения ΔT и обращается в нуль при $(\mu_c - \mu_k^0)^2 \ll \Omega^2\alpha^3$. Напр., скорость образования зародышей из раствора становится заметной лишь для $\sigma >$ порядка 100%. Величина $\mu_c - \mu_k^0$, при к-рой N становится практически обнаружимой, определяет ширину области метастабильных состояний.

Примеси, снижающие поверхностную энергию α и тем самым уменьшающие A, сильно облегчают образование зародышей. Однако примесь, адсорбирующаяся на поверхности кристалла, не только снижает его поверхностную энергию, но и закрывает доступ к фазовой границе «своим» частицам. Поэтому с повышением концентрации активной примеси скорость образования зародышей сначала возрастает, а затем падает. Образование зародышей на стенках сосуда и посторонних макрочастицах также должно происходить в результате флуктуаций. В этих случаях, однако, зародыши содержат меньше частиц, потенциальный барьер для их образования ниже, а вероятность возникновения значительно больше.

II. Рост монокристалла. В зависимости от темп-ры и энергии связи атомов кристалла между собой и с окружающим кристалл веществом, фазовая граница в атомарном масштабе может быть либо гладкой, либо шероховатой. Известны три механизма роста кристаллич. граней.

1. Шероховатые поверхности обладают большой плотностью входящих трехгранных углов изломов, в к-рых присоединение новых частиц к кристаллу, по-видимому, почти не требует преодоления потенциального барьера. Вследствие этого скорость отложения вещества на таких гранях должна лимитироваться гл. обр. доставкой вещества через окружающую среду или интенсивностью отвода теплоты К. Темп-ра и концентрация в среде вблизи шероховатых поверхностей должны быть близки к равновесным значениям (см. раздел IV).

2. Атомарно гладкие грани могут расти только последоват. отложением слоев (толщиной в один или неск. параметров решетки a). Края незавершенных слоев (ступени) при $T > 0$ размыты флуктуациями, т. е. имеют большое количество изломов, так же как и шероховатые поверхности, и растут столь же легко. Однако само возникновение ступени, т. е. плоского зародыша (высотой в один параметр решетки), требует преодоления барьера $A = \Omega\alpha^2 a/(\mu_c - \mu_k^0)$. В соответствии с ф-лой (3), действительной и в этом двумерном случае, вероятность образования зародышей ничтожно мала при $\sigma <$ порядка 50—100%. После отложения на грани каждого следующего слоя процесс зарождения и распространения слоя должен повторяться сызнова, так что скорость роста грани в этом случае лимитируется скоростью образования плоских зародышей.

3. Источником ступени, не исчезающей в процессе роста атомарно гладкой грани, служат винтовые дислокации. В этом весьма распространенном случае проблемы зародышей не существует, и вся кинетика роста определяется движением имеющихся ступеней. Ступени взаимодействуют друг с другом через создаваемые ими при росте тепловые и диффузионные поля, а также благодаря межмолекулярным силам. Они сливаются, образуя более высокие ступени. Макроскопич. ступени могут, наоборот, распадаться. Для описания ступенчатой структуры поверхности пользуются статистич. методами.

Поступление вещества к торцу ступени, где, собственно, и происходит К., идет двумя путями: непосредственно из окружающей среды и из слоя подвижных частиц, адсорбированных поверхностью, к-рый, в свою очередь, пополняется за счет окружающей среды. Последний способ питания характерен для роста из газовой фазы. Расчет приводит к следующему теоретич. выражению для нормальной скорости слоисто-спирального роста:

$$v = \gamma_s a \nu \sigma_c e^{-W/kT} \left\{ \frac{\left(\frac{\sigma}{\sigma_c}\right)^2 \operatorname{th} \frac{\sigma_c}{\sigma}}{1 + \frac{2\lambda_s}{\beta\tau_s} \operatorname{th} \frac{\sigma_c}{\sigma}} \right\}, \qquad (4)$$

$$\sigma_c = \frac{2\pi\Omega\alpha}{kT\lambda_s},$$

где a — параметр решетки (и высота ступени), ν — средняя частота колебаний адсорбированных частиц, λ_s — их средний диффузионный пробег за время жизни τ_s в адсорбированном состоянии; γ_s характеризует скорость обмена частицами между адсорбционным слоем и паром, а β — между этим слоем и кристаллом (через торец ступени); W — теплота сублимации.

Если вещество к ступеням поступает благодаря диффузии в объеме прилегающего к кристаллу слоя толщиной δ (остальной раствор подвергается перемешиванию), то

$$v = \frac{\beta a k T}{4a} \cdot \frac{\sigma^2}{1 + \frac{\beta a}{D} \ln \frac{\sigma}{\sigma_c} \operatorname{sh} \frac{\sigma_c}{\sigma}}, \qquad \sigma_c = \frac{\Omega\alpha}{kT\delta}, \qquad (4')$$

где D — коэфф. диффузии.

При малых пересыщениях $\sigma \ll \sigma_c$ ф-лы (4) дают квадратичную зависимость $v(\sigma)$, а при $\sigma \gg \sigma_c$ ф-ция $v(\sigma)$ линейна.

III. Взаимодействие растущего кристалла с примесями. 1. Скорость роста в присутствии даже очень малого количества примеси (до 10^{-4}%), как правило, снижается. Действие примеси связано с ее адсорбцией на поверхности растущего кристалла. Примеси одного типа (ионы, атомы или простые молекулы) могут преимущественно адсорбироваться в трехгранных углах на ступенях и сокращать таким образом число активных мест роста. Это снижает «поглощательную способность» торцов ступеней, характеризующуюся коэфф. β в ф-лах (4), и, следовательно, уменьшает скорость роста. Примеси другого типа (напр., большие органич. молекулы) прочно адсорбируются равномерно по всей грани, а не только на торцах ступеней. Когда ступень в процессе роста наталкивается на такую частицу, она останавливается в этой точке и начинает выгибаться. Выпуклые участки ввиду действия поверхностной энергии [двумерный аналог ф-лы (1)] имеют меньшую скорость, чем прямолинейные, что и ведет к торможению растущей грани.

2. Захват примеси кристаллом из маточной среды в процессе роста может быть термодинамически равновесным и неравновесным, определяемым кинетич. факторами (скоростью роста, пересыщением, строением поверхности и т. д.). Коэфф. захвата примеси определяется в обоих случаях как отношение концентрации примеси в кристалле к ее концентрации в растворе (расплаве) на границе с кристаллом. Если темп-ра настолько высока и кристалл растет настолько медленно, что между ним и маточной средой успевает установиться равновесие в отношении содержания примесей, то коэфф. захвата определяется из диаграммы состояния рассматриваемой многокомпонентной системы. К названным выше условиям ближе всего условия медленного роста из расплавов. Если поставленные требования не выполнены, то захват нельзя считать равновесным. Эта ситуация наиболее типична и, по-видимому, всегда реализуется при росте из растворов. Неравновесный коэфф. захвата, по экспериментальным данным, может как увеличиваться, так и уменьшаться при увеличении скорости роста. В результате неравновесного захвата примесей (или более крупных дефектов) возникает т. н. зонарное или секториальное строение кристалла.

IV. Тепло- и массоперенос при К. осуществляется обычно простой и турбулентной диффузией и теплопроводностью. Темп-ра в системе и концентрация в окружающей кристалл среде подчинены, помимо ур-ний диффузии, условиям на движущейся фазовой границе: требованиям баланса массы и теплоты, а также условиям $D\frac{\partial c}{\partial n} = \beta(c - c_0)$ и $\varkappa\frac{\partial T}{\partial n} = \beta_T(T_0 - T)$, где D и $\varkappa$ — коэфф. диффузии и теплопроводности, а $\frac{\partial}{\partial n}$ — производная по нормали к поверхности кристалла. Кинетич. коэфф. β и β_T анизотропны и определяются процессами, идущими на поверхности кристалла. Поставленная, таким образом (вместе с условиями на бесконечности), задача весьма сложна и решена только для ряда частных случаев. Она значительно упрощается, если пренебречь движением фазовой границы, что допустимо, когда скорость роста много меньше скоростей диффузии массы и тепла. Скорость роста определяется соотношением между скоростями поверхностных процессов и диффузией в объеме маточной среды (или теплопроводностью через кристалл). Главную роль при этом играет тот процесс, к-рый идет наиболее медленно. Поэтому перенос в объеме оказывается решающим, если $D/\beta l$ или $\varkappa/\beta_T l \ll 1$, где l — характерный размер кристалла. В противном случае наиболее медленной стадией являются процессы на поверхности кристалла (см. раздел II).

Если процессы на поверхности идут бесконечно быстро ($\beta, \beta_T = \infty$), то $T = T_0$ и $c = c_0$ и вся кинетика определяется переносом в объеме. В этом случае распределение темп-ры (концентрации) вокруг «кри-

сталлов», имеющих форму эллипсоида или параболоида, оказывается таким, что они растут, сохраняя свою форму. Эллипсоид увеличивает свои размеры $\sim\sqrt{Dt}$ или $\sqrt{\varkappa t}$, а скорость перемещения вершины параболоида постоянна. Закон $\sqrt{t}$ должен приближенно выполняться и для кристаллов с конечными, но бо́льшими $\beta l/D$ и $\varkappa l/D$.

V. Массовая кристаллизация характеризуется одновременным ростом многих кристаллов. Кинетика этого процесса определяет структуру получающегося слитка — распределение в нем кристаллов по размерам и ориентациям, распределение примесей, количество и размеры пустот и т. д. Проблема слитка — одна из важнейших в металлургии.

Расплав, залитый в изложницу, охлаждается через ее стенки. Сильное переохлаждение в прилегающих к стенкам слоях приводит к возникновению там большого числа зародышей и создает узкую корочку из мелких кристаллов. Дальнейшее их разрастание подчинено закону геометрич. отбора: среди кристаллов разных ориентаций, возникших на поверхности, достигают достаточно больших размеров лишь те, у к-рых направление макс. скорости роста перпендикулярно этой поверхности. В результате геометрич. отбора кристаллы получаются вытянутыми в направлении нормалей к стенкам и образуют т.н. столбчатую структуру.

В последнюю очередь кристаллизуется центральная часть — в условиях примерно постоянной темп-ры. Если считать темп-ру расплава (или концентрацию раствора) постоянной от точки к точке, то оказывается возможным полностью решить задачу о кинетике К. большого объема ω_0. Именно, к моменту времени t закристаллизуется объем $\omega=\omega_0\{1-\exp[-u(t)]\}$. Когда новые зародыши возникают в расплаве в течение всего процесса К. с вероятностью N и разрастаются со скоростью v, ф-ция $u(t)=\frac{1}{3}\pi v^3Nt^4$. Средняя плотность кристаллов в готовом слитке в этом случае $\sim(N/v)^{3/4}$, что ясно и из соображений размерности. Если же все зародыши уже имеются к началу К. в количестве N_1 в единице объема, то $u(t)=\frac{4}{3}\pi v^3N_1t^3$.

А. А. Чернов.

Лит.: 1) Шубников А. В., Как растут кристаллы, М.—Л., 1935; 2) Volmer M., Kinetik der Phasenbildung, Lpz., 1939; 3) Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, М.—Л., 1945; 4) Леммлейн Г. Г., Секториальное строение кристаллов, М.—Л., 1948; 5) Кузнецов В. Д., Кристаллы и кристаллизация, М., 1953; 6) Бакли Г., Рост кристаллов, пер. с англ., М., 1954; 7) Клия М. О., «ДАН СССР», 1955, т. 100, № 2, с. 259; 8) его же, «Кристаллография», 1956, т. 1, вып. 5, с. 577; 9) Данилов В. И., Строение и кристаллизация жидкости. Избр. статьи, Киев, 1956; 10) Варма А., Рост кристаллов и дислокации, пер. с англ., М., 1958; 11) Бартон В., Кабрера Н., Франк Ф., в сб.: Элементарные процессы роста кристаллов, перевод, М., 1959, с. 11—109; 12) Хонигман Б., Рост и форма кристаллов, пер. с нем., М., 1961; 13) Чернов А. А., Слоисто-спиральный рост кристаллов, «УФН», 1961, т. 73, вып. 2, с. 277; 14) Рост кристаллов, [Сб. статей], т. 1—3, М., 1957—61; 15) Элементарные процессы роста кристаллов. Сб. статей, пер. [с англ.], М., 1959; 16) Новые исследования по кристаллографии и кристаллохимии, сб. 1—2, М., 1950; 17) Growth and perfection of crystals. Proceedings of an international conference on crystal growth held at Cooperstown, N. Y., on August 27—29, 1958, ed. by R. H. Doremus [a. o.], N. Y.—L., [1958]; 18) Fischer H., Elektrolytische Abscheidung und Elektrokristallisation von Metallen, B. — [u. a.], 1954.

КРИСТАЛЛИТЫ — мелкие кристаллы, не имеющие ясно выраженной кристаллографич. многогранной формы. К ним относятся: скрученные, изогнутые, расщепленные, сплющенные, нитевидные К., дендриты, кристаллич. зерна в разнообразных поликристаллич. образованиях — металлич. слитках, обработанном (прокаткой, ковкой, волочением) металле, горных породах (мрамор), минералах (асбест) и т. д.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ РЕШЕТКА — характерное для равновесного состояния твердого тела (кристалла) расположение атомов (ионов, молекул), обладающее периодич. повторяемостью в трех измерениях. Периоды К. р. составляют неск. Å для элементов простых соединений, до 10—20 Å — для сложных неорганич. и органич. соединений, до сотен Å — для кристаллов глобулярных белков и вирусов.

Для описания *кристаллической структуры* того или иного вещества достаточно задать расположение атомов в элементарной ячейке, повторением к-рой путем параллельных переносов и образуется весь кристалл. К. р. часто отождествляют с понятием трансляционной *пространственной решетки*, определяющей геометрич. схему переносов как таковую и задаваемую длиной трансляций a, b, c и углами между ними α, β, γ. Существуют 14 различающихся по симметрии трансляционных решеток (*Браве решеток*), к-рые являются подгруппой параллельных переносов федоровской *пространственной группы*, задающей весь набор операций симметрии данной кристаллич. структуры, а не только трансляции. Основные законы геометрич. *кристаллографии* — закон постоянства углов, закон рациональных параметров, плоская форма граней, возможность наличия в кристаллах осей только 2, 3, 4 или 6-го порядка и др. — являются следствием существования трансляционной решетки и могут быть прямо из него выведены, хотя в процессе историч. развития гипотеза о К. р. возникла, наоборот, на основе этих эмпирически установленных законов. Прямое доказательство существования К. р. дало открытое в 1912 г. явление *дифракции рентгеновских лучей* в кристаллах. С помощью основанного на нем метода рентгенографии и родственных ему методов *электронографии* и *нейтронографии* производится установление геометрич. параметров К. р. данного вещества (периодов и углов элементарной ячейки) и размещения в ней атомов, т. е. его кристаллич. структуры.

Перекрытие электронных оболочек различных атомов при химич. связи позволяет представлять К. р. как непрерывное периодич. распределение электронной плотности, имеющее максимумы около дискретно расположенных ядер. Разложение электронной плотности $\rho(x, y, z)$ в тройной ряд Фурье

$$\rho(x,y,z)=\frac{1}{abc}\sum_h\sum_k\sum_l F_{hkl}\exp\left\{-2\pi i\left(\frac{hx}{a}+\frac{ky}{b}+\frac{lz}{c}\right)\right\} \quad (*)$$

(F_{hkl} — коэфф. Фурье) и аналогичное разложение электростатич. потенциала $\varphi(x, y, z)$ решетки широко применяются в структурном анализе кристаллов и теории твердого тела. Идеальная периодичность, присущая К. р. и определяемая разложением (*), в реальной кристаллич. структуре выдерживается статистически, т.е. получается при усреднении по времени и по всем ячейкам кристалла. Нарушения периодичности во времени обусловлены тепловым движением. Нарушения по объему определяются отклонениями от стехиометрич. состава, т. е. замещениями одних атомов другими или их внедрением в структуру, возникновением *вакансий*, *дислокаций* и т. п.

Периодичность К. р. может быть различной в отношении разных структурных характеристик. Напр., даже при идеальном стехиометрич. отношении атомов химич. элементов, слагающих данную К. р., с точки зрения изотопич. состава она почти всегда будет изотопич. твердым раствором, к чему чувствительна *дифракция нейтронов*. Магнитная решетка — т. е. периодичность в расположении спинов при их упорядочении в ферро- и антиферромагнетиках, может иметь бо́льшие периоды, чем решетка электронной плотности. В подобных этому случаях для описания симметрии (а значит, и периодичности) К. р. можно воспользоваться понятием *антисимметрии*.

В теории твердого тела существование К.р. (периодичности) постулируется, из чего сразу получается ряд важнейших следствий (см.,напр., *Зонная теория*, *Колебания кристаллической решетки*). Однако ни в этой теории, ни в кристаллохимии не дано теоретич. объяснения возникновения К. р. как специфической для твердого тела формы взаимной упорядоченности слагающих его единиц. Косвенными здесь являются соображения о достижении минимума энергии при (трансляционной) симметрии, модельные геометрич. представления о наиболее плотной укладке шаров или тел более сложной формы.

Лит.: 1) Шубников А. В. [и др.], Основы кристаллографии, М.—Л., 1940; 2) Делоне Б. Н. [и др.], Математические основы структурного анализа кристаллов..., Л.—М., 1934; 3) Белов Н. В., Структурная кристаллография, М., 1951; 4) Бокий Г. Б., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960.

Б. К. Вайнштейн.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА — расположение атомов, ионов, молекул в кристаллах. Схематич. представление о К. с. дается трансляционными решетками (см. *Браве решетка*), полное представление — расположением атомов, ионов, молекул (или их частей) внутри одной ячейки решетки. Все другие ячейки содержат такие же частицы в таком же положении. Это означает, что одна ячейка может быть совмещена с другой параллельным переносом. Различают К. с.: ионные, атомные, молекулярные и металлические. Примером ионной К. с. может служить К. с. каменной соли (NaCl). Кристаллы этой соли состоят из ионов Na и Cl, не связанных в обособленные молекулы (рисунок 1). Атомную структуру имеет алмаз, состоящий из атомов С, тоже не связанных в индивидуальные молекулы (рис. 2). В обоих случаях весь кристалл является как бы одной грандиозной молекулой. Кристалл нафталина имеет молекулярную структуру (рис.3), и молекулы в нем сохраняют свою индивидуальность, располагаясь обособленно одна от другой. В металлич. К. с. положительно заряженные ионы металла связываются между собой отрицательно заряженным электронным газом (рис. 4). Изложенной классификацией К.с. далеко не исчерпывается все их многообразие, поскольку существуют еще К.с. промежуточного, смешанного типа. Ионную К.с. во многих случаях можно представить системой плотно уложенных анионных шаров, между к-рыми расположены шарики катионов (рис. 5). Для структур из шаров одного радиуса теория предвидит бесконечное множество *плотнейших упаковок* с одинаковой степенью заполнения пространства (около 74%). Из них наибольшее значение для К.с. имеют две: кубическая и гексагональная. В теории К. с. большую роль играет понятие *координационного числа* — числа ближайших частиц, окружающих данную частицу. В К. с. NaCl каждый ион Na окружен шестью ионами Cl, и наоборот. В К. с. алмаза каждый атом С окружен четырьмя ближайшими атомами. Молекулярные К. с. вообще не могут быть сведены к плотным шаровым упаковкам, но часто могут быть описаны плотными не шаровыми упаковками молекул. Многие сложные ионные К.с. требуют для своего описания применения моделей, составленных из разнообразных многогранников, образующих крайне замысловатые каркасы. В целом расположение частиц К. с. подчиняется строгим законам симметрии, описываемым *пространственными группами*.

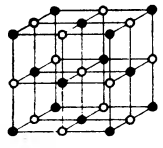


Рис. 1. Структура каменной соли.

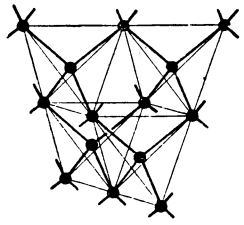


Рис. 2. Структура алмаза. Черные шарики — атомы углерода, жирные линии — направленные валентности, тонкие линии — ребра тетраэдров.

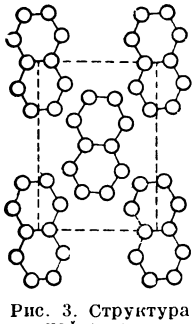


Рис. 3. Структура нафталина.

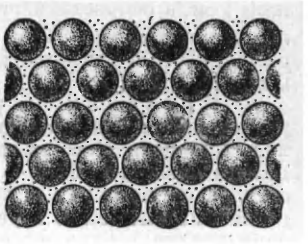


Рис. 4. Структура металлов.

Все сказанное относится только к идеальным К.с.; в реальных структурах могут иметь место разнообразные отступления от идеала. Это относится прежде всего к К. с. неопределенных соединений — таких, как *твердые растворы* замещения и внедрения. Примером первых может служить сплав Au—Ag, в к-ром % Ag может быть любым. В К. с. этого сплава Au и Ag располагаются по узлам кубич. гранецентрированной решетки статистически беспорядочно, точнее, с частичным соблюдением лишь ближнего порядка и во всяком случае с нарушением законов симметрии. В растворах внедрения атомы (ионы) одного рода статистически распределяются в пустотах между частицами другого рода. К другим дефектам К. с. относятся случайно незаполненные или не полностью укомплектованные ячейки решетки (*вакансии*) или, наоборот, лишние атомы, а также разного рода *дислокации*. Расшифровка конкретных К. с. производится методами структурного анализа: рентгеновским, электронографическим и нейтронографическим.

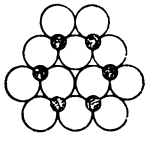


Рис. 5. Расположение катионов в пустотах между анионами.

Лит.: 1) Гассель О., Кристаллохимия, пер. [с нем.], Л., 1936; 2) Белов Н. В., Структура ионных кристаллов и металлических фаз, М., 1947; 3) Китайгородский А. И., Органическая кристаллохимия, М., 1955; 4) Бокий Г. Б., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960.

А. В. Шубников.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ БЛОКИ — части реальной кристаллич. решетки, ориентированные не строго параллельно относительно друг друга. Блочный характер структуры многих реальных кристаллов обнаруживается по неодновременному погасанию блоков при исследовании шлифов кристаллов в поляризованном свете при скрещенных николях, по распадению на отдельные зерна нек-рых кристаллов (CsJ), по расщеплению пятен *лауэграмм* кристаллов и т. д.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЧЕТЧИКИ ПРОВОДИМОСТИ — см. *Кристаллический счетчик*.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР — см. *Полупроводниковый диод*.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ДИФРАКЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР — спектрометр для исследования энергетич. спектра γ-лучей, принцип действия к-рого основан на явлении дифракции γ-лучей на кристалле. Для прецизионных измерений особенно удобен К. д. с. с изогнутым кристаллом (см. также *Гамма-спектрометры*, там же см. рис.). Прямой дифракционный метод γ-спектроскопии имеет по сравнению с широко распространенным косвенным методом (анализ спектра вторичных электронов на магнитных спектрометрах) как ряд преимуществ, так и ряд недостатков. К первым относятся: 1) возможность более простой интерпретации γ-спектров, 2) хорошая разрешающая способность, особенно в области малых энергий, 3) симметричная форма линий (отсутствуют «хвосты», вызываемые

торможением вторичных электронов в материале источника), 4) большая точность в определении длины волны и энергии (примерно на порядок величины). Наибольшие недостатки: 1) необходимость более интенсивных (в 100—1000 раз) источников, 2) малый телесный угол при работе с источником, 3) сложность изготовления кристаллов и др. К. д. с. следует в основном рассматривать не как возможную лучшую замену β-спектрометров, а как прибор, дополняющий последние и позволяющий получать точные калибровочные линии в энергетич. спектре γ-лучей.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ СМЕСИТЕЛЬ — устройство для преобразования частоты сигнала в приборах СВЧ, в частности в супергетеродинных приемниках. Преобразование частоты, как и в случае лампового смесителя, происходит в результате одновременного воздействия сигнала и колебаний от *гетеродина* на нелинейный элемент — кристаллич. германиевый или кремниевый диод. В результате в спектре тока, текущего через диод, появляются комбинационные частоты $f_к = nf_с \pm mf_г$, где $f_с$ —частота сигнала, $f_г$ — частота гетеродина, а m и n — целые числа. Сигнал одной из комбинационных частот, напр. промежуточной частоты $f_с - f_г$, подается на выход К. с. В силу пренебрежимо малой инерционности и малости межэлектродных емкостей полупроводниковые смесит. диоды применяются для преобразования частоты во всех диапазонах СВЧ, вплоть до миллиметровых волн.

Работа К. с., как правило, сопровождается потерями энергии сигнала, к-рые количественно характеризуются отношением полезной мощности сигнала к выходной мощности промежуточной частоты. Эта величина для стандартных К. с. порядка 3—10 *дб* и существенно зависит от степени согласования диода с входными и выходными цепями, а также от величины мощности, подводимой к диоду от гетеродина.

Флуктуационные процессы в цепях К. с., ограничивающие его чувствительность к малым сигналам, также зависят от мощности, подводимой от гетеродина. Интенсивность выходных шумов при работающем гетеродине превышает интенсивность чисто тепловых флуктуаций в сопротивлении, эквивалентном кристаллич. диоду, и характеризуется эквивалентной темп-рой шумов: $T_{экв} = tT_0$, где T_0 —рабочая темп-ра диода (290° К), а t — «относит. темп-ра шумов», равная отношению выходной мощности шумов К.с. к мощности шумов сопротивления при той же темп-ре. Величина t для типовых К. с. $\approx 1{,}1$—$3{,}5$. Наименьшую интенсивность выходных шумов имеют балансные К. с., в к-рых два идентичных диода включены т.о., что колебания высокочастотного сигнала подаются на них в фазе, а колебания гетеродина — в противофазе. Типичная зависимость потерь преобразования L и относит. темп-ры шумов t от мощности гетеродина приведена на рис. 1. Уровень мощности гетеродина характеризуется на рис. 1 величиной выпрямленного тока, легко измеряемого при работе с К. с. Оптимальные условия работы К. с. (низкий уровень шумов и малость потерь преобразования) достигаются обычно при величине выпрямленного тока $\approx 0{,}3$—$0{,}8$ *ма*.

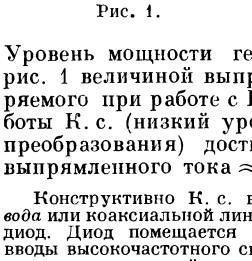


Рис. 1.

Конструктивно К. с. выполняется в виде отрезка *волновода* или коаксиальной линии, в к-рые вмонтирован кристаллич. диод. Диод помещается в спец. держателе, объединяющем вводы высокочастотного сигнала и гетеродина, а также вывод цепи промежуточной частоты. Держатель диода обычно имеет ряд элементов настройки (штыри, диафрагмы, винты), обеспечивающих согласование диода с цепями высокой частоты.

На рис. 2 представлена одна из конструкций К. с., рассчитанная на диапазон 9 000 *Мгц*. Диод *1* расположен в основном волноводе, к-рый подключается к цепи входного сигнала с помощью фланца *2*. Выходной диполь *клистрона* гетеродина вводится в отверстие *3* вспомогат. волновода, имеющего на конце согласованную нагрузку *4*. Колебания от гетеродина попадают на диод через канал *5*; винт *6* служит для компенсации отраженных волн между диодом и гетеродином. Диод *1* непосредственно соединен с выводом промежуточной частоты *7*. Конструкция этого соединения исключает попадание сигналов СВЧ в канал промежуточной частоты.

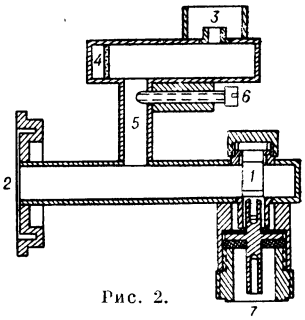
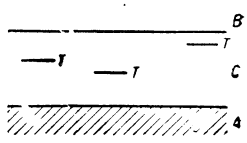


Рис. 2.

Лит.: 1) Кристаллические детекторы, пер. с англ., [т.] 1—2, М., 1950; 2) Гуткин Л. С., Преобразование сверхвысоких частот и детектирование, М.—Л., 1953. *И. В. Иванов.*

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ СЧЕТЧИК — прибор, применяющийся для регистрации частиц и фотонов. К. с. представляет собой монокристалл, на противоположные грани к-рого нанесены электроды; к последним приложена нек-рая разность потенциалов. Благодаря сильному взаимодействию атомов в кристалле их внешние электронные оболочки возмущены и нек-рые энергетич. состояния электронов запрещены. Эти энергетич. состояния составляют запретную зону C, расположенную над зоной разрешенных состояний A. Разрешенные состояния, лежащие выше запретной зоны, составляют зону проводимости B (см. рис.). Ширина запретной зоны C обычно около 10 *эв*. При комнатной темп-ре все состояния в зоне A заняты полностью, а зона B практически свободна. Благодаря этому в отсутствие излучения сопротивление кристалла очень велико. Проходя через кристалл, заряженная частица (в случае нейтронов или γ-лучей регистрация осуществляется через посредство заряженных частиц, возникающих при взаимодействии этих излучений с веществом) переводит электроны из зоны A в зону проводимости B, где электроны могут свободно перемещаться по кристаллу под действием электрич. поля; в цепи счетчика пойдет ток. Перемещаясь в направлении поля, электроны остаются в зоне проводимости до тех пор, пока не будут захвачены одной из «ловушек», представляющих собой атомы примесей или к.-л. нерегулярности кристалла, энергетич. уровни к-рых расположены в запретной зоне кристалла (см. рис. —уровни T). С течением времени, по мере заполнения ловушек, вероятность захвата электронов убывает, и ток, протекающий через кристалл, возрастает до наступления насыщения. Величина тока насыщения служит мерой интенсивности облучения.



К.с. проводимости может применяться и в импульсном режиме для регистрации отдельных частиц и квантов. В этом случае амплитуда импульса напряжения на собирающем электроде при увеличении разности потенциалов растет до насыщения и в области насыщения прямо пропорциональна величине энергии, потерянной частицей в кристалле, обратно пропорциональна распределенной емкости собирающего электрода по отношению к земле и зависит от отношения среднего пробега свободного электрона в кристалле (при данных напряженности электрич. поля и темп-ре) к расстоянию между электродами. Благодаря захвату электронов ловушками, по мере регистрации частиц, кристалл поляризуется —в нем возникает внутреннее поле, направление к-рого противоположно направлению внешнего. При этом действующая напря-

женность электрич. поля снижается и амплитуда импульсов падает. Методы деполяризации: облучение, нагрев, обращение знака внешнего поля.

Для изготовления К. с. проводимости обычно применяются кристаллы CdS и алмазы. Простота конструкции и эксплуатации, а также малые размеры (несколько *мм*³) делают К.с. удобными для применения в промышленности (контроль и дистанц.управление), дозиметрии, биологии и медицине.

См. также ст. *Полупроводниковый детектор* и литературу к этой статье.

Лит.: Handbuch der Physik, hrsg. von S. Flügge, Bd 45, B — [u. a.], 1958; там же библиография.

В. М. Калашникова.

КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ ТЕОРИЯ — теория расщепления уровней энергии атома в электрич. поле определенной симметрии, создаваемом окружающими атомами. Основы К. п. т. были заложены Г. Бете в 1929 г. [1].

Поле, окружающее свободный атом, обладает сферич. симметрией. Для атома кристаллич. решетки симметрия окружающего поля уменьшается от сферической до симметрии кристаллич.поля (до симметрии положения, занимаемого атомом в кристаллич. решетке). Под действием этого внутреннего электрич. поля происходит (в результате *Штарка явления*) расщепление ранее вырожденных уровней атома (см. *Вырождение уровней энергии*), причем в зависимости от симметрии кристаллич.поля орбитальное вырождение частично или полностью снимается. Со спиновыми уровнями электрич.поле кристалла может взаимодействовать посредством магнитной спин-орбитальной связи. В случае целочисленного спина спин-орбитальное взаимодействие может полностью снять спиновое вырождение, в случае полуцелого спина спиновое вырождение может быть снято только при наложении внешнего магнитного поля в результате *Зеемана явления*. Расщепление атомных термов в кристаллич. полях различной симметрии может быть однозначно определено с помощью теории групп. Волновое ур-ние Шредингера для свободного атома инвариантно как к любому вращению системы координат, так и к любой инверсии относительно ядра (центра системы). Поэтому все собственные ф-ции свободного атома, к-рые принадлежат к одному терму с орбитальным квантовым числом l, относятся к одному $2l+1$-кратно вырожденному неприводимому представлению сферич. группы вращения. Внутри кристалла происходит расщепление $2l+1$-кратно вырожденного терма свободного атома на ряд термов, отвечающих определенным неприводимым представлениям соответствующей группы симметрии кристалла.

В зависимости от величины расщепления различают случаи слабого, среднего и сильного кристаллич. поля. В случае слабого поля штарковское расщепление меньше, чем расщепление внутри одного мультиплета. Это означает, что в нулевом приближении спин-орбитальная (LS)-связь сохраняется и можно рассматривать неизмененный атом с суммарными векторами моментов количества движения: орбитального L, спинового S и полного $J = L + S$ (см. *Атомные спектры*). Влияние слабого кристаллич. поля заключается в расщеплении вектора J, прецессирующего вокруг направления поля. В среднем кристаллич. поле штарковское расщепление меньше, чем расстояние между разными мультиплетами, но больше, чем расщепление в пределах одного мультиплета. В этом случае спин-орбитальная связь разрушается и оба вектора L и S прецессируют вокруг направления поля независимо друг от друга. В нулевом приближении рассматривается свободный атом с образовавшимся вектором L. В 1-м приближении учитывается взаимодействие вектора L с полем (L переходит в новый вектор Λ), во 2-м приближении рассматривается образование полного вектора момента количества движения в кристаллич. поле $M = \Lambda + S$. В сильном кристаллич. поле штарковское расщепление больше, чем расстояние между разными мультиплетами. При этом разрушается не только связь суммарных моментов L и S, но и связь между орбитальными моментами и спинами отдельных электронов. Поэтому надо сразу, уже в 1-м приближении, учитывать взаимодействие с полем орбитальных моментов отдельных электронов (l_i переходит в λ_i). Во 2-м приближении эти орбитальные моменты в кристаллич. поле суммируются, т. е. $\sum\lambda_i = \Lambda$. В 3-м приближении вектор Λ складывается с S, давая $M = \Lambda + S$. Особенностью сильного кристаллич. поля является то, что спины электронов стремятся спариться.

Применение общих идей К. п. т. для объяснения строения *комплексных соединений* наз. теорией поля лигандов. В основе этой теории лежит представление об ионном характере связи между центральным атомом и лигандами. Так, напр., при рассмотрении комплексов $[Fe(CN)_6]^{4-}$ или $[FeF_6]^{4-}$ предполагается существование иона Fe^{2+} в октаэдрич. поле, образованном 6 ионами CN или F^-.

Указанная ранее классификация силы кристаллич. поля находит в теории поля лигандов следующую аналогию: 1) слабое поле — в солях редкоземельных элементов, у к-рых в пределах $4f$-оболочки сохраняется LS-связь; 2) среднее поле — в т. н. спин-свободных комплексах переходных металлов, где, несмотря на расщепление уровней центрального атома, число неспаренных электронов комплекса отвечает конфигурации центрального иона металла в свободном состоянии, напр. $[FeF_6]^{4-}$; такие комплексы наз. также ионными, поскольку для объяснения их магнетизма могут быть применены простейшие представления об ионной связи; 3) сильное поле — в т. н. спин-спаренных комплексах, где происходит спаривание спинов электронов центрального атома, напр. в $[Fe(CN)_6]^{4-}$. Такие комплексы наз. также ковалентными, поскольку спаривание спинов есть результат образования химич. связей, а не сильного расщепления уровней в электростатич. поле.

Теория поля лигандов достигла нек-рых успехов в объяснении ряда свойств комплексных соединений (магнетизм, конфигурации, спектры поглощения, относит. устойчивость и др.). Однако все эти успехи ни в коей мере не являются подтверждением ионного строения комплексов. Сейчас становится общепризнанным, что в рациональной части теории речь идет о поле более сложного происхождения, чем чисто электростатическое, т. е. по существу об образовании молекулярных орбит (см. *Молекулярных орбит метод*). В самой идее расщепления уровней в поле с более низкой симметрией не заложено никаких представлений о ионном характере связей. Теория поля лигандов описывает случай, при к-ром вместо σ-связей комплекса (ковалентных или донорно-акцепторных) предполагаются ионные связи, а возможностью образования кратных связей (за счет дативного взаимодействия между центральным атомом и лигандами) пренебрегается. В большинстве случаев такая модель далека от действительности.

Лит.: 1) Bethe H., «Ann. Physik», 1929, Bd 3, H. 2, S. 133 (Классическая статья Г. Бете, содержащая все основные положения теории кристаллического поля); 2) Griffith J. S., Orgel L. E., «Quart. Rev.», 1957, v. 11, № 4, p. 381, 3) Sutton L. E., «J. Inorg. Nucl. Chem.», 1958, v. 8, p. 23 (см. пер. в ж. «Успехи химии», 1959, т. 28, вып. 3, с. 265—71); 4) его же, «J. Chem. Educ.», 1960, v. 37, p. 498 (Современные обзоры по применению теории поля лигандов); 5) Low W., Paramagnetic resonance in solids, N. Y.—L., 1960 (Современная монография по применению теории кристаллического поля к строению твердых тел); 6) Сыркин Я. К., «Успехи химии», 1959, т. 28, вып. 8, с. 903 (Критическое сопоставление возможностей метода молекулярных орбит и теории поля лигандов)

Е. М. Шусторович

КРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ПОЛИМЕРОВ — см. *Полимеры кристаллические.*

КРИСТАЛЛОГИДРАТЫ — кристаллы, включающие молекулы воды. В зависимости от термодинамич. условий одна и та же соль может кристаллизоваться с разным числом молекул воды ($CuSO_4 \cdot 5H_2O$; $CuSO_4 \cdot 3H_2O$; $CuSO_4 \cdot H_2O$; $CuSO_4$). По прочности связи, координации и положению в кристаллич. решетке различают разные типы К. 1) Атомы кислорода молекул воды координированы вокруг центрального катиона. Вода способствует увеличению *координационного числа*, образованию комплексных ионов, что сопровождается снижением свободной энергии и стабилизацией. Так, в $CoCl_2 \cdot 2H_2O$ (рис. 1) имеются бесконечные ленты, в к-рых каждый атом Co окружен 4 атомами Cl, а каждый атом Cl связан с 2 атомами Co.

Вода занимает 2 дополнит. координационных места вокруг Co, доводя координацию до октаэдра, характерного для гибридных связей d^2sp^3 2) Вода в К. является мостиком, соединяющим катион с анионом (рис. 2), или связующим звеном между водой, окружающей катион, и анионом. В таких случаях

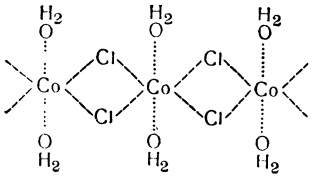


Рис. 1. Структура $CoCl_2 \cdot 2H_2O$.

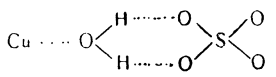


Рис. 2. Структура $CuSO_4 \cdot H_2O$

часто К. содержит нечетное число молекул воды, причем последняя нечетная молекула своим кислородом образует *водородные связи* с водой первой координационной сферы, а атомами водорода связывается с анионом. 3) В ряде К. молекула воды своим кислородом связывает 2 катиона [$Li(OH) \cdot H_2O$, $BaCl_2 \cdot H_2O$]. Наличие неподеленных пар на атомах кислорода способствует снижению эффективного заряда на катионе (см. *Донорно-акцепторная связь*). В этих случаях кислород воды в К. имеет тетраэдрич. координацию. 4) Если ионы упакованы слоями, то кристаллизационная вода способствует связыванию слоев между собой ($CaSO_4 \cdot 2H_2O$, рис. 4). В некоторых таких К. кислород воды имеет координац. число, равное трем; кислород связывает катион, а водороды образуют две водородные связи. 5) В К. со слабо связанной водой после удаления воды зачастую молекулярный объем меняется незначительно. Это значит, что вода размещена в пустотах кристалла, причем после удаления воды остаются дырки [$(NH_3)_4PtCl_2 \cdot H_2O$]. 6) Существуют К., наз. тектогидратами, в к-рых воды много, а ионов мало ($Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$). Для ряда таких К. характерна непрерывная структура льда, стабилизованного присутствием стягивающих ионов [$Al_2(SO_4)_3 \cdot 27H_2O$].

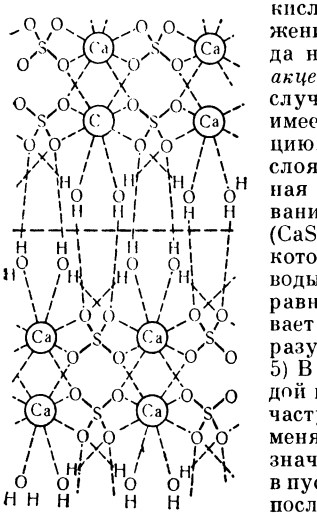


Рис. 3. Структура $Li(OH) \cdot H_2O$.

Рис. 4. Структура $CaSO_4 \cdot 2H_2O$ в направлении, перпендикулярном слою. Спайность по пунктирной линии

Лит.: 1) Бернал Дж. Д., Роль воды в кристаллических веществах, «Успехи химии», 1956, т 25, вып 5; 2) Уэллс А Ф., Строение неорганических веществ, пер. с англ., М., 1948, гл. XI. *Я. К. Сыркин*

КРИСТАЛЛОГРАФИЯ — наука, изучающая *кристаллы*. К. исследует: законы образования, форму и структуру кристаллов, физич. свойства одиночных кристаллов и кристаллич. агрегатов, явления в кристаллич. среде, разнообразные эффекты взаимодействия кристалла со средой —веществом и полем, изменения, претерпеваемые кристаллом под влиянием тех или иных причин. В задачу К. входит также исследование всего многообразия кристаллов как целого, в частности рациональная классификация кристаллов по различным признакам —структурным, морфологическим, оптическим и т. д. Основной особенностью кристаллов является их симметрия.

Симметрия проявляется не только в форме и структуре, но и во всех векторных и тензорных свойствах кристаллов. Последовательное применение идеи симметрии для описания и предсказания возможных явлений играет в К. роль обязательного метода исследования. Благодаря широкому применению принципа симметрии К. занимает положение самостоят. науки, что подчеркивается специфичностью многих разработанных ею методик научного исследования: графич. приемы изображения кристаллов, своеобразные приемы кристаллографич. расчетов, гониометрия, техника выращивания кристаллов, методика кристаллооптич. исследований, рентгеноструктурный анализ, структурная электронография, нейтронография и др.

Возникшая в форме самостоят. ветви минералогии в конце 18 в. [1], К. в наст. время занимает промежуточное положение между физикой и химией и находится с этими дисциплинами в двусторонней связи. Во все времена К. находилась в частичной зависимости от математики. Из сравнительно молодых отделов математики в К. находят себе широкое применение тензорные методы, теория групп и машинная математика (в структурном анализе). Традиционная связь К. с минералогией становится все более и более односторонней: К. играет в минералогии бо́льшую роль, чем минералогия в К. Такой же характер имеет связь К. с петрографией и металловедением. Наблюдается бурное развитие технич. кристаллографии по линии использования синтетич. кристаллов в научном приборостроении. Имеет место также явное сближение К. с биологией и медициной в связи с открывшимися возможностями исследования атомной структуры белков, витаминов, антибиотиков.

Рамки К., ранее размещавшейся в трех отделах— геометрической, физич. и химич. К., теперь раздвигаются в сторону исследования кристаллоподобных анизотропных материалов: жидких кристаллов, текстур, полимерных материалов, доменного строения сегнетоэлектриков и ферромагнетиков. Большое внимание уделяется в совр. К. изучению разнообразных дефектов кристаллов: дислокаций, вакантных мест, дефектов упаковки и дефектов, вызываемых облучением. Всесторонне исследуются в форме пленок, игл, скрученных нитей, сферолитов, двулистников и т. д. Изучается природа упрочнения и старения металлов, тепловое движение атомов и молекул кристаллич. решетки. Стержнем современной К., однако, по-прежнему остается учение о симметрии, сильно расширенное в последнее время путем введения операций *антисимметрии* и цветной *симметрии*.

Лит.: 1) Romé de l'Isle J. B. L. de, Cristallographie ou description des formes propres à tous les corps du règne minéral, v 1—4, 2 éd., P., 1783; 2) Вернадский В. И., Основы кристаллографии, «Уч. зап МГУ Отдел естеств.-ист.», 1904, вып. 19; 3) Groth P. H., Entwicklungsgeschichte der mineralogischen Wissenschaften, B., 1926; 4) Шубников А. В., Перспективы развития кристаллографии в свете решений XXI съезда КПСС, «Кристаллография», 1960, т 5, вып. 1, с. 3. *А. В. Шубников*

КРИСТАЛЛООПТИКА изучает распространение света в кристаллах. Собственное излучение кристаллов, так же как и связь их спектральных характеристик с уровнями энергии и вероятностями переходов, обычно рассматривается в *спектроскопии кристаллов*. В К., как и во всей макроскопич. физич. оптике, вещество характеризуется заданием неск. величин, описывающих его свойства (см. ниже); микроскопич. К. связывает эти феноменологич. параметры со свойствами частиц, образующих кристалл, их расположением и взаимодействием.

Для кристаллов характерна анизотропия их физич. свойств, в т. ч. и свойств, описываемых диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями и электро-

проводностью σ; смещение электронов под действием поля световой волны различно в зависимости от направления этого поля, различны и вероятности поглощения энергии. Следствием этого является оптическая анизотропия кристаллов, сказывающаяся на всех оптич. свойствах —скорости распространения света (и показателе преломления), поглощении, оптич. активности, отражательной способности — и проявляющаяся в характернейших оптич.признаках кристаллов — *двойном лучепреломлении*, *дихроизме* (двупоглощении) и др. [1—6]. Теория и экспериментальные методы К. применимы и к анизотропным веществам, не обладающим кристаллич.структурой, поэтому иногда под термином «К.» подразумевают оптику любых анизотропных сред.

Методы К. применяются во всех областях кристаллографии, в минералогии и петрографии.На явлении двойного лучепреломления основано действие приспособлений для получения и измерения поляризованного света в ультрафиолетовой и видимой областях (см. *Поляризационные приборы*). Методы К. позволяют обнаруживать и исследовать искусств. анизотропию, возникающую при механич. напряжениях (см. *Оптический метод исследования напряжений*). Неожиданное применение находит К. в физике плазмы: свойства плазмы в магнитном поле формально напоминают свойства одноосного оптически активного кристалла.

Оптическая классификация кристаллов

Строгая и последовательная классификация кристаллов по их оптич. свойствам не разработана до конца. Для практич. целей кристаллы можно разделить по их макроскопич. свойствам —по характеру т.н. ур-ний связи между векторами электрической $\boldsymbol{D}$ и магнитной $\boldsymbol{B}$ индукций,и плотности тока $\boldsymbol{j}$ с напряженностями электрического $\boldsymbol{E}$ и магнитного $\boldsymbol{H}$ полей:

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E};\quad \boldsymbol{B}=\mu\boldsymbol{H};\quad \boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}. \tag{1}$$

Для большинства кристаллов $\mu=1$ —немагнитные кристаллы. Магнитные явления обычно играют в оптике вообще, и в К. в частности, малую роль —диамагнитные эффекты очень малы,а пара- и ферромагнитные в области оптич.частот проявляются лишь в особых случаях. Тем не менее изучение магнитных кристаллов ($\mu\neq1$) представляет большой интерес (см. ниже).

Все кристаллы могут быть разделены на непоглощающие и поглощающие — проводящие ($\sigma\neq0$) и непроводящие ($\sigma=0$), но имеющие заметные диэлектрические или магнитные потери.Оптич. свойства проводящих кристаллов обычно рассматриваются в *металлооптике*.

В особые группы выделяют кристаллы полупроводников (см. *Оптические явления в полупроводниках*), а также сегнетоэлектрики, ферромагнетики и все др. кристаллы, для к-рых ур-ния связи нелинейны.

В ур-ниях (1)предполагается, что значение, напр., $\boldsymbol{D}$ в точке наблюдения определяется значением $\boldsymbol{E}$ в той же точке, т.е. что имеет место локальная зависимость. В нек-рых случаях $\boldsymbol{D}$ зависит также и от значения $\boldsymbol{E}$ в окрестных точках, т. е. (в простейшем случае и в 1-м приближении) имеют место зависимости типа

$$D_i=\varepsilon_{ik}E_k+\eta_{ikl}\frac{\partial E_k}{\partial x_l},\qquad B_i=\mu_{ik}H_k+\xi_{ikl}\frac{\partial H_k}{\partial x_l}, \tag{2}$$

где ε_{ik}, η_{ikl}, μ_{ik}, ξ_{ikl} — величины, характеризующие свойства среды. Физически наличие такой связи означает, что значения $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ существенно меняются на протяжении характерного для данной среды размера, напр. постоянной решетки. Среды, характеризуемые ур-ниями типа (2), наз. соответственно электрически- и магнитноактивными [7, 8]. Подробнее см. *Пространственная дисперсия*.

Оптические свойства кристаллов

Прозрачные немагнитные кристаллы. О п т и ч е с к и н е а к т и в н ы е к р и с т а л л ы. В таких кристаллах анизотропна только диэлектрич. проницаемость ε. В изотропных средах, для к-рых ε — скаляр, из соотношения $\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$ следует, что векторы $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ совпадают по направлению. В кристаллах, где ε анизотропно, направления $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ не совпадают:

$$\begin{aligned}D_x&=\varepsilon_{11}E_x+\varepsilon_{12}E_y+\varepsilon_{13}E_z\\ D_y&=\varepsilon_{21}E_x+\varepsilon_{22}E_y+\varepsilon_{23}E_z\\ D_z&=\varepsilon_{31}E_x+\varepsilon_{32}E_y+\varepsilon_{33}E_z\end{aligned} \tag{3}$$

или, в сокращенной записи, $D_i=(\varepsilon_{ik})E_k$, где (ε_{ik}) — ортогональный тензор 2-го ранга (ортогональность тензора отражает независимость ε от выбора координат). Если кристалл прозрачен, т. е. потери в нем равны нулю, тензор (3) должен быть эрмитовым ($\varepsilon_{ik}=\varepsilon^*_{ki}$, диагональные элементы вещественны). Если кристалл оптически неактивен, недиагональные элементы также вещественны, а тензор симметричен. В этом случае всегда можно выбрать такие прямоугольные координаты, для к-рых симметричный тензор приводится к диагональному виду $D_i=\varepsilon_iE_i$. Для этих осей, т. н. главных диэлектрич. осей кристалла, направления векторов $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ совпадают; соответствующие значения ε_i наз. главными значениями.

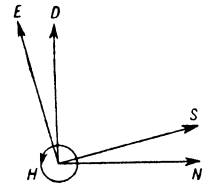


Рис. 1. Взаимное расположение световых векторов в анизотропной среде: $\boldsymbol{E}$ — напряженность электрич. поля; $\boldsymbol{D}$ — электрич. индукция; $\boldsymbol{S}$ — луч; $\boldsymbol{N}$ — нормаль к волне; $\boldsymbol{H}=\boldsymbol{B}$ — напряженность магнитного поля.

Для плоских монохроматич. волн в кристалле ур-ния Максвелла имеют вид

$$\boldsymbol{D}=-\frac{c}{v}[\boldsymbol{NH}];\quad \boldsymbol{H}=\frac{c}{v}[\boldsymbol{NE}];\quad \boldsymbol{S}=\frac{c}{4\pi}[\boldsymbol{EH}], \tag{4}$$

где c — скорость света в вакууме, а v — в среде. Для К. характерно, что колебания вектора $\boldsymbol{E}$ не вполне поперечны; нормаль к фронту волны $\boldsymbol{N}$, указывающая направление движения фронта и фазы волны, не совпадает с вектором потока энергии $\boldsymbol{S}$, указывающим направление движения энергии (рис. 1).

Исключая $\boldsymbol{H}$ из ур-ний (4), получаем основное ур-ние К., служащее для определения $\boldsymbol{D}$:

$$\boldsymbol{D}=n^2\{\boldsymbol{E}-\boldsymbol{N}(\boldsymbol{NE})\}, \tag{5}$$

где $n=c/v$ — показатель преломления. Из ур-ния (5) следует ур-ние нормалей Френеля

$$\sum_{i=x,y,z}\frac{N_i^2}{v^2-a_i^2}=0;\quad a_i=c/\sqrt{\varepsilon_i}=c/n_i. \tag{6}$$

Величины a_i имеют физич. смысл нормальных скоростей волны, у к-рой вектор $\boldsymbol{D}$ параллелен соответствующей координатной оси; n_i наз. главными показателями преломления. С помощью ур-ния (6) можно, зная n_i или ε_i, определить v для любого направления.

Ур-ние (6) дает 2 действит. корня для v. Это означает, что в данном направлении внутри кристалла распространяются, вообще говоря, 2 волны с разными скоростями. Можно показать, что эти 2 волны поляризованы прямолинейно и плоскости их поляризации взаимно перпендикулярны. Поскольку волны с различной поляризацией распространяются с различными

скоростями, преломление их происходит различно — при падении света на поверхность кристалла наблюдается *двойное лучепреломление* (рис. 2). В т. н. одноосных кристаллах (табл. 1) существует одно направление (одна оптич. ось), вдоль к-рого лучи распространяются не раздваиваясь; в двуосных кристаллах (табл. 2) таких направлений два (см. также *Коническая рефракция*).

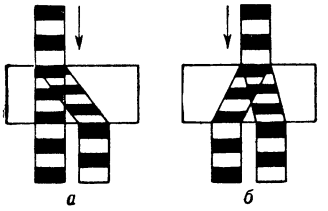


Рис. 2. Двупреломление в одноосных (*а*) и двуосных (*б*) кристаллах.

Если по ур-ниям (4) вычислить нормальные скорости для всех направлений и из к.-л. точки O отложить их в виде векторов, получится поверхность фронта волны (поверхность нормалей, поверхность нормальных скоростей). Для двуосных кристаллов (все 3 главные значения ε различны) это — поверхность 6-го порядка [3, стр. 197] с двумя полостями (2 значения v для каждого направления) (рис. 3). Поверхность самопересекается в четырех точках, лежащих в одной плоскости. Линии N_0' и N_0'', проведенные через эти точки, наз. бинормалями (оптич. осями 2-го рода). По направлению бинормалей световые возмущения разной поляризации распространяются с одинаковой нормальной скоростью. Для одноосных кристаллов, в к-рых 2 главных значения ε совпадают, совпадают и оси N_0' и N_0'' и одна из полостей переходит в сферу (рис. 4). В оптически изотропных кристаллах совпадают все 3 значения ε и поверхность нормалей обращается в сферу.

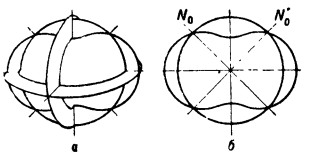


Рис. 3. Поверхность нормальных скоростей двуосных кристаллов в косом положении (*а*) и в сечении по плоскости бинормалей N_0' N_0'' (*б*).

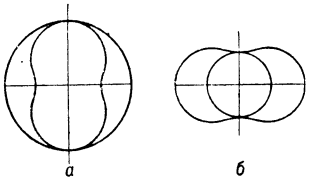


Рис. 4. Поверхности нормальных скоростей одноосных кристаллов: положительных (*а*) — сфера с вписанным в нее вытянутым овалоидом и отрицательных (*б*) — сплюснутый овалоид вращения с вписанной в него сферой.

Как указывалось, в анизотропной среде направление нормали к фронту волны и направление движения энергии, наз. в геометрич. оптике направлением луча, не совпадают; скорости распространения фронта v (нормальная скорость) и луча u (лучевая скорость) различны: $v = u[(\boldsymbol{NS})/NS]$. Для лучевых скоростей имеет место соотношение

$$\sum_{i=x,\ y,\ z} \frac{a_i S_i^2}{u^2 - a_i^2} = 0; \quad S_i = [\boldsymbol{EH}]_i / EH. \qquad (7)$$

По аналогии с предыдущим можно построить поверхность лучевых скоростей (лучевую поверхность, поверхность волны) (рис. 5). Для двуосных кристаллов эта поверхность сложна, и в ней существуют 2 бирадиали (оптич. оси 1-го рода), вдоль к-рых скорости лучей разной поляризации одинаковы. Во всех построениях геометрич. оптики для выяснения хода лучей применяются именно лучевые поверхности. Поскольку различия в скоростях v и u невелики, поверхность нормалей мало отличается от поверхности волны.

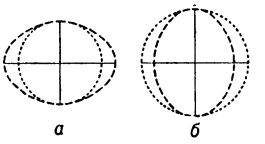


Рис. 5 Поверхность волны одноосных кристаллов: отрицательных (*а*) — сплюснутый эллипсоид вращения с вписанной в него сферой и положительных (*б*) — сфера с вписанным в нее вытянутым эллипсоидом вращения. Точками и штрихами показаны направления колебаний в сечениях.

Значения ε зависят от длины волны света (частотная дисперсия). Т. к. эта зависимость для разных направлений может быть в принципе различна, направления диэлектрических и, соответственно, оптич. осей могут меняться с частотой — имеет место дисперсия оптич. осей. Может меняться и вид поверхности волны. Напр., кристаллы бензила $(C_6H_5CO)_2$ в желтой и красной областях спектра — положительные одноосные, при $\lambda = 4\,202$ Å — изотропные, а в более коротковолновой области — отрицат. одноосные кристаллы.

Для более простой геометрической (но менее содержательной физически) характеристики свойств кристаллов иногда применяют вспомогательные поверхности: эллипсоид Коши (оптич. индикатрису) $\frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z} = 1$ или $\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1$, эллипсоид Френеля $\frac{x^2}{v_x^2} + \frac{y^2}{v_y^2} + \frac{z^2}{v_z^2} = 1$. Задание одного из этих эллипсоидов позволяет построить описанные выше поверхности, и наоборот.

Свойства тензора ε и его симметрия, как и все физич. свойства, связаны с симметрией кристалла (табл. 3). Именно, элементы симметрии, к-рыми обладает ε, должны обязательно включать всю ту группу элементов симметрии, к-рыми обладает структура кристалла, но ε может иметь и более высокую симметрию [9, 10]. Вследствие этого у кристаллов триклинной сингонии диэлектрич. оси могут не совпадать с кристаллографич. осями; у моноклинной — одна из диэлектрич. осей должна совпадать с осью симметрии кристалла, у ромбической — совпадают все 3 оси. У кристаллов средних сингоний имеет место то же самое, но 2 диэлектрич. оси равноправны, и поэтому их ориентация может быть любой. В кубич. кристаллах все 3 оси равноправны и направления их ориентации не связаны с ориен-

Табл. 1 — Оптические свойства некоторых одноосных кристаллов [10].

Кристалл	Формула	Система	Класс	n_0 *	n_e *	Знак
Каломель	Hg_2Cl_2	Тетрагон.	D_{4h}	1,96	2,60	+
Кальцит	$CaCO_3$	Гексагон.	D_{3d}	1,65850	1,48635	−
Циркон	$ZrSiO_4$	Тетрагон.	D_{4h}	1,92	1,97	+
Турмалин	—	Гексагон.	C_{3v}	1,6366	1,6193	−
Апатит	—	»	C_{6h}	1,64607	1,64172	−

* n_0 и n_e — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей.

Табл. 2. — Оптические свойства некоторых двуосных кристаллов [10].

Кристалл	Формула	Система	Класс	n_a *	n_b *	n_c *	2ϑ**
Сера ромбическая	S	Ромбич.	D_{2h}	1,95047	2,03832	2,24052	72°20′
Арагонит	$CaCO_3$	»	D_{2h}	1,53013	1,68157	1,68589	162°10′
Гипс	$CaSO_4 \cdot 2H_2O$	Монокл.	C_{2h}	1,52046	1,52260	1,52962	58°5′
Слюда	—	»	—	1,5609	1,5941	1,5997	136°11′
Винная кислота	$C_4H_6O_6$	»	C_2	1,4948	1,5347	1,6051	76°56′

* n_a, n_b, n_c — главные значения показателей преломления.
** 2ϑ — угол между оптич. осями.

тацией кристалла. Именно вследствие того, что оптич. симметрия кристалла выше его кристаллографической и выше симметрии нек-рых др. физ. свойств, оптически изотропные кубич. кристаллы анизотропны по упругим свойствам (ε — тензор 2-го ранга, а упругая деформация — 4-го ранга). Как видно из табл. 3, симметрией определяется и характер дисперсии оптич. осей. В кристаллах триклинной сингонии могут изменяться с длиной волны все углы между всеми осями; в моноклинных может изменяться угол между осями и ориентация плоскости, в к-рой они лежат; у кристаллов средних и высших сингоний дисперсия осей отсутствует.

Табл. 3. — Связь оптических свойств кристалла с его симметрией [10].

Система	Триклинная	Моноклинная	Ромбическая	Тетрагональная и гексагональная	Кубическая
Оси эллипсоида ε_{ik}	Три оси, меняющиеся с λ	Одна ось фиксирована (совпадает с C_2), две оси, меняющиеся с λ	Три фиксированные оси, совпадающие с осями C_2 кристалла	Одна ось C_n фиксирована, две оси свободно вращаются около C_n	Три оси свободно вращаются
Симметрия тензора ε_{ik}	C_i, при приведении к главным осям D_{2h}	C_{2h}, при приведении к главным осям D_{2h}	D_{2h}	$D_{\infty h}$	K_h
Индикатриса представляет собой	трехосный эллипсоид, симметрия D_{2h}			эллипсоид вращения, симметрия $D_{\infty h}$	шар, симметрия K_h
Кристалл оптически	двуосный			одноосный	изотропный

Прозрачные магнитные кристаллы. Если, кроме диэлектрической, анизотропна и магнитная проницаемость, оптич. свойства кристалла существенно меняются. Наиболее интересно то, что эти свойства определяются не ε и μ в отдельности, но их соотношением и их относительной ориентацией. Именно, оптические свойства определяются тензором $\gamma = \mu\,{}^{1}\varepsilon$. В кристаллах ромбической и более высоких сингоний оси тензоров μ и ε совпадают. Анизотропные магнитные кристаллы могут быть двуосными, одноосными и — новый класс — однопреломляющими; у последних скорость света зависит от направления, но не зависит от поляризации, и деление на 2 луча не происходит — в любом направлении идет лишь один луч. Это имеет место в случае, когда $\mu = k\varepsilon$, где k — скаляр, т. е. когда анизотропии ε и μ одинаковы. Т. о., разделение световой волны на 2 волны различной поляризации и двойное лучепреломление есть следствие не самой анизотропии ε и μ, но различия их анизотропий.

Как и ранее, кубич. кристаллы оптически изотропны; тетрагональные и гексагональные — одноосны или однопреломляющи. Кристаллы низших сингоний, вообще, двуосны, но при некоторых ориентациях ε и μ могут быть одноосными или однопреломляющими.

Ранее К. магнитных кристаллов представляла лишь теоретич. интерес. В последнее время [11, 12] стали известны вещества с $\mu \neq 1$ (т. н. ферриты-гранаты и им подобные), прозрачные в инфракрасной, а иногда даже и в ультрафиолетовой области. Во внешнем магнитном поле они становятся оптически биактивными, т. е. обладают и электрич. и магнитной активностями (ур-ние 2).

Поглощающие кристаллы. Немагнитные кристаллы. Поглощение может быть следствием как диэлектрич. потерь (комплексная ε), так и наличия проводимости ($\sigma \neq 0$). Поглощение, как и все др. свойства, вообще говоря, анизотропно, причем эта анизотропия может быть иной, чем для ε и μ. Нек-рые ограничения на характер анизотропии, т. е. на взаимную ориентацию тензоров, накладывают соображения симметрии. Так, в кристаллах триклинной сингонии оси всех тензоров могут быть расположены произвольно; в моноклинных кристаллах одна ось всех тензоров должна быть общей. В кристаллах средних сингоний все тензоры должны обладать симметрией вращения вокруг общей оси. Кубич. кристаллы остаются изотропными. Примеры поглощающих кристаллов — сульфат меди, азобензол, хлористый никель. Пример анизотропии поглощения — турмалин, для

Оптически активные кристаллы. *Оптическая активность* кристалла может быть обусловлена внутренней структурой составляющих его частиц, как в глюкозе, камфоре, винной кислоте, или же обусловливаться расположением и взаимодействием узлов кристаллич. решетки, как в кварце, киновари, бензиле.

Из ур-ний типа (2), учитывая закон сохранения энергии, можно получить ур-ния связи в виде

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E} + [\eta \nabla,\ \boldsymbol{E}];\quad \boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H} + [\xi \nabla,\ \boldsymbol{H}].$$

Для плоской волны в кристалле $D_i = (\varepsilon_{ik})E_k + i(\gamma_{ik})E_k$, где γ_{ik} — т. н. тензор гирации, $i = \sqrt{-1}$. Из тех же соображений, что и выше [ур-ние (3) и далее], следует, что в отсутствие поглощения он антисимметричен (аксиальный тензор, в отличие от полярного тензора ε). Ориентация его осей, вообще говоря, зависит от λ, т. е. имеет место дисперсия оптич. активности. Естественно, что все свойства тензора и характер дисперсии также зависят от симметрии кристалла (см. *Гирационная поверхность*). Из антисимметрии γ_{ik} видно, что оптич. активностью могут обладать лишь кристаллы, лишенные центра симметрии.

Волновые поверхности в оптически активном кристалле мало отличаются от поверхностей в кристалле неактивном; отличия существенны лишь в области около оптич. осей: 2 части поверхности расходятся и перестают соприкасаться. При падении света на поверхность оптически активного кристалла в общем случае получается эллиптич. двупреломление, т. е. в кристалле возникают 2 эллиптически поляризованные волны, идущие в разных направлениях; оси эллипсоидов расположены под прямым углом друг к другу, направления вращения противоположны. При падении света по направлению оптич. оси (и только в этом случае) наблюдается «чистое» вращение, т. е. свет остается прямолинейно поляризованным, но плоскость колебаний поворачивается. В практич. К. обычно несколько искусственно разделяют чистое вращение и двупреломление, т. к. формально эти два явления с хорошей степенью точности можно считать аддитивными. Т. е. волна, прошедшая через пластинку двоякопреломляющего оптически активного кристалла, будет вести себя так, как если бы она прошла через 2 более тонкие пластинки, из к-рых одна только вращает, а другая только двупреломляет.

к-рого характерен *дихроизм* — сильное поглощение обыкновенного и слабое — необыкновенного луча.

Наиболее существенные отличия в распространении световых волн от описанного ранее заключаются в следующем. В общем случае наблюдается эллиптич. поляризация идущих в кристалле волн, причем для векторов $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ поляризация различна. Лишь в частном случае может иметь место одновременная круговая поляризация $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{H}$; для кристаллов средней и высшей сингоний может иметь место линейная поляризация. Волновые поверхности имеют более сложный вид.

В поглощающих кристаллах, как и ранее, можно выделить оптич. оси, т. е. направления, к-рым соответствует только одно значение v; эти оси могут быть «изотропными», аналогичными по свойствам осям прозрачных кристаллов, или «круговыми», для к-рых одно значение v существует для волн с правой и левой круговой поляризацией.

Классификация кристаллов становится более сложной — всего существует 16 различных по оптич. свойствам типов кристаллов, из них 14 относятся к кристаллам низших сингоний. У каждого из этих типов может быть различное количество оптич. осей. Так, напр., триклинные кристаллы могут иметь: 1) одну изотропную ось, 2) одну изотропную и одну круговую, 3) одну изотропную и 2 круговые, 4) 2 круговые, 5) 3 круговые, 6) 4 круговые.

Если поглощающий кристалл оптически активен, явления в нек-рых деталях усложняются. Так, вблизи полосы поглощения свет и при движении по оптич. оси имеет слабую эллиптич. поляризацию (эффект Коттона) [10, гл. 11, § 64], закон дисперсии вблизи полосы поглощения более сложен — возможно появление 3-й волны [7, 8]. См. также *Пространственная дисперсия*.

Магнитные кристаллы. В таких кристаллах может иметь место анизотропия всех свойств и у различных свойств она может быть различной (с ограничениями, накладываемыми соображениями симметрии). Теория становится еще более громоздкой [13]. Экспериментальных исследований в этой области нет.

Микроскопическая кристаллооптика устанавливает связь между свойствами и структурой частиц, составляющих кристалл, их расположением и взаимодействием и макроскопич. параметрами. Однако эти вопросы еще недостаточно разработаны. Микроскопическая — молекулярная — К. позволяет также выяснить ряд явлений, макроскопич. теорией не охватываемых. Среди них следует отметить: 1) теорию *колебаний кристаллической решетки* [10, 16], 2) оптич. явления, связанные с флуктуациями плотности и анизотропии в кристалле,—*рассеяние света*, 3) теорию электронных спектров кристаллов (см. *Спектроскопия кристаллов*) [17].

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), отд. 4 и 8; 2) Борн М., Оптика, пер. с нем., Харьков — Киев, 1937, гл. 5; 3) Зоммерфельд А., Оптика, пер. с нем., М., 1953, гл. 4; 4) Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958; 5) Меланхолин Н. М. и Грум-Гржимайло С. В., Методы исследования оптических свойств кристаллов, М., 1954; 6) Федоров Ф. И., Оптика анизотропных сред, Минск, 1958; 7) Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А., Силин В. П., «ФТТ», 1961, т. 3, вып. 6, с. 1835; 8) Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961, гл. 1 и 5; 9) Найдж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, пер. с англ., М., 1960; 10) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М. — Л., 1951, гл. 4 и 6, 11) Кринчик Г. С. и Четкин М. В., «ЖЭТФ», 1961, т. 41, вып 3, с. 673; 12) Гуревич А. Г., Ферриты на сверхвысоких частотах, М., 1960, гл. 5, 7; 13) Томильчик Л. М., Федоров Ф. И., «Оптика и спектроскопия», 1958, т. 5, вып. 4, с. 462 и 601; Томильчик Л. М., Электромагнитные волны в проводящих магнитных анизотропных средах, Минск, 1959 (Дис.); 14) Гинзбург В. Л., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 6, с. 1593; 15) Музикарж Ч., там же, 1960, т. 39, вып 1, с. 163; 16) Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер с англ., М., 1958; 17) Давыдов А. С., Теория поглощения света в молекулярных кристаллах, Киев, 1951; 18) Мосс Т., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961.

В. А. Кизель

КРИСТАЛЛОФОСФОРЫ — неорганич. кристаллич. вещества, обладающие характерной для них люминесценцией. Обычно к К. относят кристаллы, люминесценция к-рых обусловлена специфич. примесями — *активаторами*. Эти же кристаллич. вещества наз. *люминофорами*, если яркость их свечения велика и они имеют практич. применение. При растворении К. перестают люминесцировать; если в состав их входят редкоземельные элементы или уранил (UO_2^{2+}), способность люминесцировать может сохраняться, однако люминесцентные свойства получаемых растворов иные, чем у исходных кристаллов. Т. о., люминесценция К. характерна для их кристаллич. структуры. Синтетич. К. представляют собой в большинстве случаев завершенные дефектные структуры, т. е. кристаллы, в к-рых часть узлов решетки замещена инородными атомами или ионами активатора. Активаторы с атомами (анионами), а также вакансиями или др. дефектами в окружающей кристаллич. решетке образуют *центры люминесценции*. К. сокращенно обозначают ф-лой соответствующего неорганич. соединения с указанием активатора, напр. ZnS-Cu, Zn_2SiO_4-Mn. Однако такая запись отражает свойства К. лишь в основном: ею не учитываются анионные и катионные примеси, вакантные узлы, кристаллич. модификация и т. д.

Синтез К. осуществляется чаще всего проведением твердофазных реакций при нагревании шихты до высоких темп-р. В результате в гомодесмич. К., напр. в сульфиде цинка, происходит внедрение активатора и формирование кристаллич. решетки, а при синтезе гетеродесмич. К., напр. фосфатных или силикатных, кроме того, образуется требуемое неорганич. соединение: шихта в этом случае содержит не готовое соединение К., а только его компоненты. Люминесценция К. может происходить как в результате непосредственного возбуждения центров люминесценции, так и при поглощении энергии возбуждения кристаллич. решеткой и передаче энергии к центрам люминесценции. Перенос энергии возбуждения осуществляется благодаря движению *экситонов* или электронов и дырок. Последнее приводит к рекомбинационной люминесценции, характерной для К. (см. *Люминесценция*, *Фосфоресценция*). Рекомбинационная люминесценция К. часто наблюдается и при возбуждении светом, поглощаемым в экситонной полосе или в полосе поглощения центров люминесценции, что объясняется распадом экситонов или термич. ионизацией возбужденных центров. Люминесценция К. часто является сенсибилизированной, напр., когда происходит передача энергии от одних центров люминесценции к другим.

Лит. см. при ст. *Люминофоры*.

М. А. Константинова-Шлезингер.

КРИСТАЛЛОХИМИЯ исследует *химическую связь* атомов в кристаллах и их пространственное расположение. Основные задачи К.: 1) изучение типов химич. связи в кристаллах; 2) установление зависимости атомного строения кристаллов от их химич. состава и условий образования; 3) установление зависимости между физич. и химич. свойствами кристаллов, с одной стороны, и пространственным расположением атомов и характером связи — с другой. Математич. базой К. является теория пространственных групп симметрии; экспериментальной — гл. обр. дифракционные методы (рентгеноструктурный анализ, структурная электронография и нейтронография), с помощью к-рых определяются абс. величины межатомных расстояний. О характере связи в кристалле судят

на основании этих, а также магнитных, электрич., спектроскопич. и оптич. данных и данных ядерного и электронного парамагнитного резонанса.

Важнейшая часть совр. К. — систематика *кристаллических структур*. Почти полностью изучены структуры простых веществ, существующие в условиях темп-р и давлений, близких к нормальным. Имеются обширные сведения о строении бинарных соединений, солей кислородных кислот, комплексных и внутрикомплексных соединений, многих классов органич. веществ. В последние годы стали известны структуры таких сложных объектов, как пенициллин, витамин B_{12} и др.

Структурные исследования показали, что во многих кристаллах неорганич. веществ нет группировок атомов, к-рые можно было бы назвать молекулами. В основе рассмотрения таких структур лежит понятие о *координационном числе* и координационном многограннике, к-рые характерны для мн. элементов в кристаллич. структурах. Так, за очень редкими исключениями атом Be имеет тетраэдрич. окружение, для трехвалентных Al и Cr характерна октаэдрич. координация, для двухвалентных Pt и Pd — квадратная. Co и Zn обычно имеют координационный многогранник в форме тетраэдра или октаэдра. Появление больших координац. чисел в кристаллах непереходных элементов типа NaCl (координац. число 6), CsCl (координац. число 8) указывает на значит. роль электростатич. взаимодействия ионов. Малые координац. числа часто указывают на значит. роль ковалентных сил. Так, известны кристаллы, в к-рых атомы галогенов (F, Cl) являются мостиками, соединяющими два атома металла (координац. число 2). В этом случае галогены образуют связи за счет одного неспаренного валентного электрона и за счет неподеленной пары внешних *p*-электронов ($PdCl_2$, фториды переходных элементов и др.). В результате систематизации кристаллохимич. данных было показано наличие в кристаллах сложных неорганич. ионов, таких, как тетраэдрич. ион SO_4^{2-} или октаэдрич. ион $PtCl_6^{2-}$, строение к-рых остается практически постоянным в различных структурах. Органич. вещества, как правило, дают *молекулярные кристаллы*. В этом случае К. рассматривает тип укладки молекул.

По характеру связей кристаллы принято делить на атомные, ионные, металлические и молекулярные. Атомные, или *валентные кристаллы* построены за счет чисто *ковалентных связей*, характеризующихся высокой электронной плотностью между атомами и четко выраженной направленностью. Классич. примером является структура алмаза (энергия сублимации 170 *ккал/моль*). Пространственное расположение атомов в этом случае полностью определяется гибридизацией sp^3 атома углерода, что приводит к тетраэдрич. окружению каждого атома.

Ионные кристаллы непереходных элементов в нулевом приближении можно считать построенными из атомов, степень ионизации к-рых такова, что их электронные оболочки соответствуют оболочкам, характерным для инертных газов. В этом случае распределение заряда каждого иона в кристалле должно иметь симметрию, близкую к сферической. Ориентировочные оценки показывают, что в кристаллах, подобных NaCl, энергия кристаллич. решетки (т. е. энергия, необходимая для разрыва кристалла на изолированные газообразные ионы) действительно в основном обусловлена электростатич. взаимодействием (энергия решетки NaCl 180 *ккал/моль*). Строение ионных кристаллов часто удается интерпретировать в терминах плотной упаковки. При этом считают, что ионы представляют собой несжимаемые сферы. Радиусы этих сфер (см. *Ионные радиусы*) могут быть приближенно найдены на основе аддитивности межатомных расстояний в кристаллах бинарных соединений; однако табличным значениям радиусов ионов не следует придавать абс. значения.

Нет возможности провести четкую границу между ионными и атомными кристаллами. По-видимому, даже в кристаллах галогенидов одновалентных металлов, для к-рых лучше всего оправдывается представление об ионном характере решетки, заметную роль играет ковалентная связь. Кристаллы окислов, сульфидов и др. подобных соединений не имеют чисто ионного строения уже хотя бы потому, что само существование иона типа O^{2} невозможно. Рассмотрение потенциалов ионизации показывает, что эффективные заряды ионов меньше тех значений, к-рые вытекают из формальных электростатич. представлений. Наличие обменных сил, вклад ковалентных связей часто приводят к структурам, не укладывающимся в рамки представлений о плотной упаковке.

Структуры металлов в идеале можно рассматривать как систему правильно расположенных, а часто и плотно упакованных ионов, погруженных в электронный газ. Такой модели более всего соответствуют кристаллы щелочных металлов. В этом случае энергии сублимации сравнительно малы (26 *ккал/моль* для Na). Однако наличие незаполненных *d*-оболочек у переходных металлов позволяет предполагать существование эффектов ковалентного типа. В этом случае энергия сублимации повышается (96 *ккал/моль* для Fe). В решетке W энергия достигает 210 *ккал/моль*. Это свидетельствует о том, что значит. часть взаимодействия обусловлена внутренними оболочками (см. *Металлическая связь*).

В *молекулярных кристаллах* энергия связи частиц на 1—2 порядка ниже, чем в кристаллах любого другого типа. Действующие здесь силы целесообразно разделить на две категории: 1) ван-дер-ваальсовы силы, проявляющиеся во взаимодействии любых молекул (см. *Межмолекулярные взаимодействия*), 2) специфич. межмолекулярные контакты, возникающие лишь в определенных случаях: *водородные связи*, связи типа металл — металл и др. Энергия водородных связей обычно составляет 5—7 *ккал/моль*, тем не менее эти связи часто играют существенную роль в образовании кристаллич. структуры (напр., в структуре льда). В кристаллах часто одновременно осуществляются взаимодействия разных типов. Так, в графите, имеющем сложную структуру, в плоскостях, состоящих из шестичленных сеток, осуществляются ковалентные связи (расстояние 1,42 Å), а между слоями действуют ван-дер-ваальсовы силы (расстояние 3,4 Å).

Установление количественной зависимости физич. и химич. свойств кристаллов от их атомного строения и характера связи — в основном дело будущего. В принципе решение этой задачи должно позволить создавать тела с заранее заданными свойствами. В наст. время возможны гл. обр. качественные оценки, к-рые тем не менее часто играют важную практич. роль в объяснении свойств материалов и в их целенаправленном создании. Примерами такого рода могут служить изучение влияния малых добавок на свойства металлов и сплавов (см. *Легирование*), вопросы химии и физики полупроводниковых материалов, сегнето-, пиро- и пьезоэлектрич. свойства кристаллич. веществ и др.

Лит.: 1) Бокий Г. Б., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960; 2) Китайгородский А. И., Органическая кристаллохимия, М., 1955; 3) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1957. *П. М. Зоркий.*

КРИСТАЛЛЫ — твердые тела, обладающие решетчатой атомно-молекулярной структурой; обычно встречаются в форме естественных многогранников. Одиночные К. отличаются от некристаллич. и поликристаллич. образований рядом специфич. свойств, характеризуемых особенностями симметрии и анизотропии кристаллов.

К. образуются самопроизвольно или на готовых затравках из материала окружающей среды (газообразной, жидкой или твердой), находящейся в термодинамически неустойчивом состоянии, напр. из переохлажденного расплава или из пересыщенного раствора. *Кристаллизация* сопровождается выделением энергии. Обратное явление, растворение кристалла в среде, сопровождается поглощением энергии.

Правильную многогранную форму К. может принимать лишь при всестороннем и равномерном притоке отлагающегося на его поверхности вещества и при отсутствии внешних помех. При неодинаковом со всех сторон питании К. одного и того же вещества (одной и той же атомно-молекулярной структуры) могут принимать неодинаковую форму, но всегда можно найти в них одинаковые гранные углы. Поэтому все К. одного вещества можно расположить так, чтобы соответственные грани были параллельны (рис. 1). Наличие равных углов объясняется тем, что грани К. при его росте передвигаются параллельно себе с постоянной скоростью при равномерном питании и с переменной скоростью при неравномерном питании К. Опираясь на закон постоянства углов, можно, пользуясь готовыми таблицами, по набору гранных углов, характерному для К. данного вещества, определить само вещество. При равномерном питании со всех сторон и прочих равных условиях все К. данного вещества принимают одинаковую форму. Такая идеальная форма обладает определенной симметрией, т. е. свойством повторять в себе свои части (рис. 2). Существует всего 32 класса морфологич. симметрии К., определяемой по форме К. и по фигурам травления на его гранях. Каждому классу отвечает свой специфич. набор элементов симметрии — осей, плоскостей, центра симметрии и др. *Классы кристаллов* делятся на шесть (или семь) систем.

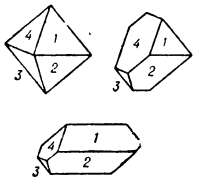


Рис. 1. Кристаллы квасцов разной формы, но с взаимно параллельными гранями, обозначенными одинаковыми цифрами.

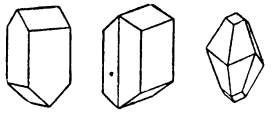


Рис. 2. Примеры симметричных форм, в к-рых одинаковые грани, ребра и вершины повторяются по нескольку раз.

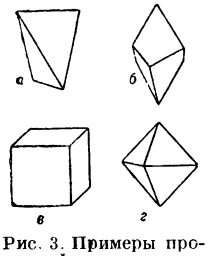


Рис. 3. Примеры простых форм: *а* — ромбический тетраэдр; *б* — тригональный трапецоэдр; *в* — куб; *г* — октаэдр

Существует два рода кристаллических многогранников: *простые формы* и их комбинации. Простые формы образованы одинаковыми гранями, напр. куб, октаэдр и др. (рис. 3). Комбинации имеют грани неск. простых форм: кубооктаэдр, комбинация куба с ромбододекаэдром (рис. 4). Нек-рые К., например кварц (SiO_2), могут образовываться в двух модификациях — правой и левой (см. *Энантиоморфизм*); одна является зеркальным изображением другой. Встречаются вещества, к-рые при определенных условиях кристаллизуются в форме *двойников кристаллов*. Чаще всего встречаются такие двойники, к-рые выглядят сростком в непараллельном положении двух одинаковых К. по одинаковым граням, хотя обычно двойники образуются не путем срастания готовых К., а становятся двойниками с момента своего зарождения.

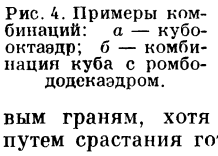


Рис. 4. Примеры комбинаций: *а* — кубооктаэдр; *б* — комбинация куба с ромбододекаэдром.

К. многих веществ обладают спайностью — способностью при ударе раскалываться по плоскостям, параллельным естеств. граням. Напр., К. каменной соли (NaCl) раскалываются вдоль граней куба, а исландский шпат ($CaCO_3$) — вдоль граней ромбоэдра. Спайность объясняется решетчатым строением К. Из представления о таком строении непосредственно вытекает также основной закон геометрич. кристаллографии — закон целых чисел. Всего установлено 14 трансляционных решеток (см. *Браве решетка*). Однако с геометрич. точки зрения всякую реальную структуру можно описать более детально (чем с помощью одной решетки Браве) бесконечной совокупностью равных друг другу конечных асимметричных фигур, расположенных одинаковым образом (параллельно или непараллельно) относительно друг друга и заполняющих пространство без промежутков. При этом под равными разумеются как совместимо, так и зеркально равные фигуры. Естественно, что при такой интерпретации кристаллич. структур каждая фигура изображает собой нек-рую материальную часть К. (атом, молекулу, долю атома и т. д.) вместе с соответственной областью окружающего материального поля (рис. 5).

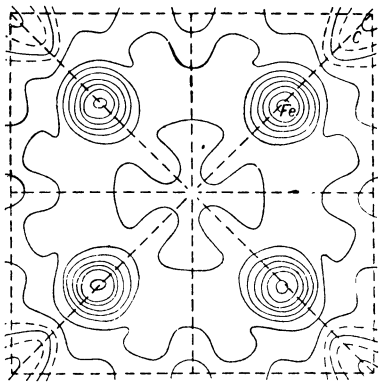


Рис. 5. Плоская схема строения кристалла карбида кремния Fe_4C (по З. Г. Пинскеру): С — в углах квадрата; Fe — на диагоналях. Схема делится на равные правые и левые части, заключенные в треугольниках.

Теоретич. путем была установлена возможность существования всего 230 законов (*пространственных групп*) такого однообразного (симметричного) распределения одинаковых «частиц» в К. Каждая пространственная группа содержит в себе в качестве подгруппы группу переносов, определяемых тремя исходящими из одной точки векторами (периодами повторяемости) a, b, c. Они всегда могут быть выбраны так, чтобы по ним можно было построить параллелепипед, являющийся элементарной ячейкой К. Если подвергнем ячейку переносу, заданному вектором $R = la + mb + nc$, где l, m, n — любые целые числа, то в идеальном К. придем в точности к такой же параллельно расположенной ячейке. Это свойство идеального К. наз. дальним порядком. К К., близким к идеальным, относится, напр., алмаз.

Дифракция рентгеновских лучей при их прохождении через К. подтвердила решетчатую структуру К. и открыла путь для экспериментального определения положения атомов в кристаллич. решетке. Так была точно расшифрована атомная структура каменной соли и алмаза. Структура К. определяется также на основе дифракции пучков электронов и нейтронов. В зависимости от того, из каких частиц состоит К., различают *кристаллические структуры*: ионные (NaCl), атомные (алмаз), молекулярные (органич. вещества) и металлические. В последних положит. ионы металла связываются воедино электронами, беспорядочно движущимися в промежутках между ионами.

В отношении всех макроскопич. свойств К. ведут себя как однородный анизотропный континиум. Это означает, что скалярные свойства К. одинаковы во всех его точках, а векторные и тензорные свойства

одинаковы по всем параллельным и симметричным направлениям и, в общем случае, неодинаковы по непараллельным и несимметричным направлениям. Анизотропию К. по отношению к той или иной физич. величине принято изображать соответствующей указательной поверхностью — индикатрисой, или (на плоскости) полярной диаграммой, радиусы-векторы к-рых по разным направлениям пропорциональны соответственным значениям данной величины (рис. 6, 7).

Наибольшей анизотропией и, соответственно, наиболее низкой симметрией обладают К. в отношении своих морфологич. свойств, что и служит основанием для разделения К. на 32 класса. Симметрия физич. свойств К. не может быть ниже его морфологич. симметрии (принцип Неймана). Такие свойства, как теплопроводность, электропроводность, диэлектрическая и магнитная проницаемости, обладают симметрией эллипсоида. Для К. кубич. системы эллипсоид вырождается в сферу: в отношении рассматриваемых свойств К. этой системы изотропны. Гексагональным и тетрагональным К. отвечает эллипсоид вращения; ромбическим, моноклинным и триклинным — эллипсоид общего вида. Упругие свойства описываются центросимметричными группами (в силу закона равенства действия и противодействия).

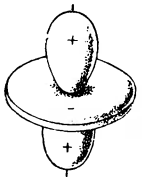


Рис. 6.

Рис. 7.

Рис. 6. Индикатриса коэффициента теплового расширения для кристаллов гексагональной и тетрагональной систем.

Рис. 7. Поверхность модулей Юнга для кристаллов кварца. Проекция на плоскость, перпендикулярную к главной оси кристалла.

Нек-рые физич. величины с переменой направления могут изменять не только свое абс. значение, но и знак. Это, в частности, относится к коэфф. теплового расширения К. исландского шпата, к-рые по главной оси имеют положительный, а по нормали к ней — отрицательный коэфф. теплового расширения (рис. 6). Все К. без исключения по неэквивалентным направлениям обладают различной прочностью, упругостью (рис. 7) и пластичностью.

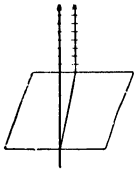


Рис. 8.

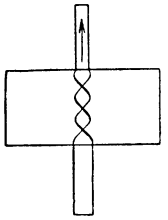


Рис. 9.

Рис. 8. Двойное лучепреломление в кристалле исландского шпата. Прошедшие лучи поляризованы. Направление световых колебаний показано штрихами и точками.

Рис. 9. Вращение (закручивание) плоскости поляризации линейно поляризованного луча при его прохождении через оптически активный кристалл.

Большим своеобразием и многообразием отличаются оптич. свойства К. (см. *Кристаллооптика*). Все К. некубич. системы, напр. исландский шпат, обладают двойным лучепреломлением с одновременной поляризацией лучей по двум взаимно-перпендикулярным направлениям (рис. 8). Гексагональные и тетрагональные К. оптически одноосны и имеют только одно направление, по к-рому двупреломление отсутствует. Все К. низших систем оптически двуосны и имеют два таких направления. Многие К., гл. обр. из тех, симметрия к-рых исчерпывается наличием одних простых осей, обладают способностью вращения *плоскости поляризации*. Однако внутри К. эта плоскость не вращается и не поворачивается, а закручивается (рис. 9).

Многие диэлектрич. К. обладают свойством поляризоваться электрически при нагревании (см. *Пироэлектричество*). Они принадлежат к тем 10 ацентрическим классам, к-рые характеризуются наличием одной особенной полярной оси. К пироэлектрикам относятся, в частности, кристаллы турмалина (рис. 10).

Существуют диэлектрич. К., поляризующиеся под действием механич. напряжения (т. н. *пьезоэлектричество*). Оно наблюдается в 20 и 21 ацентрических классах. К пьезоэлектрич. К. принадлежат К. кварца, получившие широкое применение в науке и технике (рис. 11).

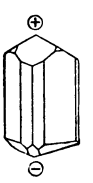


Рис. 10.

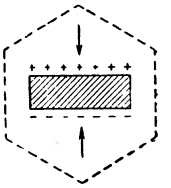


Рис. 11.

Рис. 10. Кристалл турмалина. Верхний конец электризуется при нагревании положительно, нижний — отрицательно. При охлаждении знаки меняются на обратные.

Рис. 11. Пьезокварцевая пластинка, вырезанная перпендикулярно к электрической оси кристалла. Целый кристалл в сечении, перпендикулярном к главной оси, показан пунктиром. При сжатии в направлении стрелок пластинка поляризуется.

Физич. свойства К. и явления, происходящие в них, становятся понятными, если рассмотреть атомно-молекулярное строение К., т. е. если К. рассматриваются как однородный анизотропный дисконтиниум — реальный или идеальный. Прежде всего, в реальных К. следует учитывать флуктуации положения атомов вследствие теплового движения. Эти флуктуации не исчезают и при абс. нуле. Тепловые колебания решетки ведут к тому, что рентгеновские лучи, кроме правильного брэгговского отражения, дают и рассеянный фон. В реальных К. наблюдаются разнообразные дефекты строения. Так, в *твердых растворах* замещения, напр. в растворе Ag в Au, атомы этих элементов распределены по узлам решетки беспорядочно с приблизительно постоянной концентрацией. В твердых растворах внедрения, напр. в сплавах Fe—C, малые атомы C распределены беспорядочно между более крупными атомами Fe, находящимися в узлах решетки. К несовершенствам К. относятся *вакансии*, или «дырки», — те из случайно оказавшихся свободными мест, к-рые в идеальном К. должны быть заняты эквивалентными атомами, т. е. атомами, совместимыми друг с другом операциями симметрии данной пространств. группы. Вакансии могут перемещаться в К. под действием интенсивного теплового движения. Другим видом дефектов строения К. является мозаичность (см. *Мозаичные кристаллы*), или блочная структура — совокупность небольших участков (блоков) с нестрого параллельной ориентацией решеток. Своеобразной мозаичностью обладают ферромагнетики и сегнетоэлектрики; их монокристаллы при переходе через точку (температуру) Кюри разбиваются на монокристальные домены, ориентированные относительно друг друга в двойниковом положении (рис. 12). Огромную роль для понимания механизма роста К. играют винтовые, а для понимания природы пластичности К. — краевые *дислокации* К.: особый вид несовершенств К., заключающийся в нарушении правильности чередования атомных плоскостей решетки. Мозаичность и дислокации служат причиной появления на растущем К. вицинальных граней (см. *Виципаль*), образующих малые углы между собой и гранями идеального положения. На дефектах К. могут рассеиваться акустиче-

Рис. 12. Доменная структура кристалла сегнетовой соли.

ские, рентгеновские и электронные волны. К дефектам К. относятся те нарушения идеальной структуры, к-рые возникают в результате адсорбции гранями растущего К. разнообразных примесей. В общем случае грани, принадлежащие к разным простым формам, поглощают примеси неодинаково, в результате чего всякий реальный К. образуется в виде совокупности *пирамид роста*, обладающих различными физич. свойствами: неодинаковой электропроводностью, разной окраской, наличием двойного лучепреломления в одних пирамидах и отсутствием этого свойства в других и т. д. (т. н. *Бекке закон*). При исследовании физич. свойств реальных К. вообще приходится считаться с тем, что все дефекты структуры, находящиеся в данный момент в К., некогда были на его поверхности. Изучение поверхностных явлений по этой причине становится одной из важнейших проблем кристаллофизики.

Одним из следствий нарушения периодичности решетки является возникновение т. н. F-центров в К. щелочных галоидов. F-центр — это электрон, занявший место, свободное от иона галоида в решетке. F-центры вызывают окраску К. и, соответственно, появление новой полосы поглощения света.

Спектр атомов и ионов в кристаллич. решетке существенно отличается от спектра изолированных частиц. В изолированном атоме или ионе электрон находится в более симметричном электрич. поле, чем тогда, когда он находится в кристаллич. решетке. Соответственно этому атом в решетке приобретает новые (кристаллические) термы.

К интересным и важным оптич. явлениям в К., близких к идеальным, относятся волны возбуждения, или *экситоны*. При освещении идеальных молекулярных К. квант света может поглотиться любой молекулой, после чего может произойти одно из трех явлений: 1) квант высвечивается, а соответствующая молекула приходит в нормальное состояние, 2) возбуждение переходит в тепловое движение решетки, 3) возбуждение передается соседней молекуле, от нее соседней и т. д., в результате возникает волна, обладающая свойством квази-частицы — экситона. Медленные экситоны дают спектр, близкий к спектру молекул, быстрые — спектр, отличный от спектра молекул (т. н. давыдовское расщепление). Подробнее см. *Спектроскопия кристаллов*.

Обнаружены новые замечательные оптич. свойства нек-рых ионных люминесцентных К. (рубин). Изготовленные из них стержни (лазеры) при импульсном освещении их мощными источниками белого света излучают интенсивный монохроматич. когерентный пучок света, близкий к идеально параллельному и имеющий очень узкую спектральную линию испускания (см. *Оптический генератор*). Лазеры несомненно найдут широкое применение в разнообразных областях новой техники.

Все большее и большее внимание привлекают к себе монокристальные пленки полупроводников, а также К. белков и др. высокомолекулярных соединений. Удалось закристаллизовать гемоглобин; оказалось, что в решетку гемоглобина входит вода, к-рая может испаряться и вновь поглощаться кристаллич. гемоглобином без нарушения его структуры. Аналогичное явление ранее наблюдалось в природных К. *цеолитов*. Обезвоженные цеолиты и другие им подобные кристаллич. тела начинают употребляться в качестве молекулярных сит.

Лит.: 1) Шубников А. В., Как растут кристаллы, М. — Л., 1935; 2) Шубников А. В., Флинт Е. Е и Бокий Г. Б., Основы кристаллографии, М. — Л., 1940; 3) Белов Н. В., Структура ионных кристаллов и металлических фаз, [М.], 1947; 4) Wooster W. A., A text-book on crystal physics, 2 ed., Camb., 1949; 5) Зейтц Ф., Современная теория твердого тела, пер с англ., М.— Л., 1949; 6) Бакли Г., Рост кристаллов, пер. с англ., М., 1954; 7) Китайгородский А. И., Органическая кристаллохимия, М., 1955; 8) Липсон Г. и Кокрен В., Определение структуры кристаллов, пер. с англ., М., 1956; 9) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1957; 10) Megaw H. D., Ferroelectricity in crystals, L., 1957; 11) Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958; 12) Борн М. и Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; 13) Варма А. Р., Рост кристаллов и дислокации, пер. с англ., М., 1958; 14) Dekker A. J., Solid state physics, [3 ed.], N. Y., 1958; 15) Дислокации и механические свойства кристаллов, пер. с англ., М., 1960; 16) Най Дж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, пер. с англ., М., 1960, 17) Бокий Г. Б., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960; 18) Классен-Неклюдова М. В., Механическое двойникование кристаллов, М., 1960; 19) Жданов Г. С., Физика твердого тела, М., 1961.

А. В. Шубников

КРИСТОФФЕЛЯ СИМВОЛЫ 1-го и 2-го рода определяются посредством метрич. тензора пространства соответственно ф-лами:

$$\Gamma_{i,rs} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial g_{ir}}{\partial x^s} + \frac{\partial g_{is}}{\partial x^r} - \frac{\partial g_{rs}}{\partial x^i}\right), \qquad \Gamma^i_{rs} = \frac{1}{2} g^{ij}\Gamma_{j,rs}.$$

К. с. 2-го рода, в частности, входят в выражение абс. дифференциала произвольного тензора. Сами $\Gamma_{i,rs}$ и Γ^i_{rs} не являются тензорами.

Лит.: Кильчевский Н. А., Элементы тензорного исчисления и его приложения к механике, М., 1954, гл. 2.

Д. А. Васильков.

КРИСТОФФЕЛЯ — ШВАРЦА ФОРМУЛА (Кристоффеля — Шварца интеграл) дает выражение аналитич. ф-ции комплексного переменного, осуществляющей *конформное отображение* верхней полуплоскости на многоугольник — область, ограниченную замкнутой ломаной линией, состоящей из звеньев $A_1A_2, A_2A_3, \ldots, A_{n-1}A_n, A_nA_1$ и не пересекающей самой себя. Если $a_1, a_2, \ldots, a_n$ — точки действит. оси, к-рым при таком отображении соответствуют вершины мн-ка $A_1, A_2, \ldots, A_n$, то К.—Ш. ф. имеет вид

$$w = C\int_{z_0}^{z} (z - a_1)^{\alpha_1 - 1} \ldots (z - a_n)^{\alpha_n - 1} dz + C_1),$$

где α_k — величины углов мн-ка при вершинах A_k, измеренные в долях π. В практич. задачах обычно задаются точки $A_1, A_2, \ldots, A_n$ в плоскости w, а точки $a_1, a_2, \ldots, a_n$ и постоянные C, C_1 оказываются искомыми (параметр z_0 можно фиксировать произвольным образом). Из общей теории конформных отображений следует возможность произвольного выбора трех точек из числа $a_1, a_2, \ldots, a_n$.

Лит. см. при ст. *Конформное отображение.*

Д. А. Васильков.

КРИТЕРИИ СТАТИСТИЧЕСКИЕ — см. *Статистическая проверка гипотез.*

КРИТИЧЕСКАЯ МАССА (сокращенно критмасса) — количество ядерного горючего (делящихся веществ U^{233}, U^{235}, Pu^{239}) в весовых единицах, находящегося в системе *критических размеров* (ядерном реакторе). К. м. может определяться путем вычисления критич. размеров при заданной концентрации ядерного горючего в единице объема системы. Часто определяют, наоборот, требующуюся концентрацию горючего (если применяется обогащенный уран, то величину обогащения), при к-рой система заданных размеров оказывается в критич. состоянии (цепная реакция деления стационарна). При этом применяются те же методы расчета, что и при вычислении критич. размеров. К. м. находится затем интегрированием по всему объему системы.

Величина К. м. существенно зависит от размеров и формы системы. С увеличением размеров системы К. м. в общем случае быстро растет (приблизительно пропорционально квадрату или даже кубу линейных размеров). Зависимость от формы связана с утечкой нейтронов через поверхность системы. Чем больше

при данном объеме поверхность, тем больше К. м. Минимальную К. м. имеет сферич. система. Применение отражателя снижает утечку нейтронов и в общем случае приводит к существенному уменьшению К. м.

Независимо от результатов расчета К. м., сборка ядерного реактора всегда производится с большой осторожностью путем постепенного добавления отдельных небольших порций делящегося вещества с тщательным контролем состояния системы. Это объясняется тем, что К. м. является в высокой степени критич. параметром. Превышение К. м. на неск. десятых % вызывает опасное быстрое нарастание интенсивности протекания цепной реакции (разгон реактора). При сборке пользуются посторонним нейтронным источником, и с помощью счетчиков измеряется умножение нейтронов системой. Точное значение К. м. находится заранее, задолго до конца сборки, по т. н. кривым обратного умножения. На рис. показан типичный ход подобных кривых; по оси абсцисс отложены количества загруженного делящегося вещества на различных этапах сборки, по оси ординат — соответствующие величины $1/N$ (N — интенсивность счета нейтронных счетчиков, пропорциональная умножению системы). Крестиками и кружочками указаны экспериментальные точки для двух различных счетчиков. Линейная экстраполяция кривой $1/N$ до пересечения с осью абсцисс определяет величину К. м.

В работающих ядерных реакторах количество загружаемого делящегося вещества всегда больше, чем К. м. Это связано с необходимостью иметь запас ядерного горючего для обеспечения регулирования мощности, компенсации выгорания самого горючего и накопления поглощающих нейтроны осколков, компенсации влияния температурных эффектов на реактивность системы. При этом, естественно, принимаются меры к тому, чтобы система оставалась в критическом или, если нужно, слабо надкритич. состоянии (путем введения в активную зону спец. поглотителей нейтронов или др. способами). Количество ядерного горючего, загружаемого в реактор перед началом его работы, наз. критич. загрузкой (критзагрузкой). В отдельных случаях критзагрузка может в неск. раз превосходить К. м.

Для иллюстрации в табл. приводятся К. м. нек-рых ядерных реакторов (сферич. формы).

Название реактора	Ядерное горючее	Замедлитель	Наличие отражателя	К. м. (кг)
Первый советский исследовательский реактор	U^{235} (в естеств. уране)	графит	есть	315
ЛУЛО США)	U^{235} (обогащение 14,1%)	H_2O	есть	0,8
Jezebel США	Pu^{239}	нет	нет	15,7
Popsy США	Pu^{239}	нет	есть	5,8

Лит. см. при ст. *Критические размеры.* *О. Д. Казачковский.*

КРИТИЧЕСКАЯ ОБЛАСТЬ — см. *Статистическая проверка гипотез.*

КРИТИЧЕСКАЯ СИЛА (по Эйлеру), эйлерова сила, — наибольшая величина сжимающей силы, при к-рой сжатое упругое тело (длинный стержень, тонкая пластина или тонкостенная оболочка) сохраняет начальную (неизогнутую) форму равновесия. При незначит. превышении К. с. тело переходит из состояния устойчивого равновесия в неустойчивое, что приводит к внезапному появлению в нем значит. *деформаций* и переходу к другим (изогнутым) формам упругого равновесия (см. *Устойчивость упругих систем*).

Напр., упругий тонкий стержень, сжатый приложенными к его концам осевыми силами, сохраняет начальную (прямолинейную) форму равновесия до тех пор, пока сжимающая сила не достигнет К. с. для данного стержня. Нек-рое превышение К. с. приводит к появлению продольного *изгиба*, сопровождаемого значит. прогибами стержня. Для стержня с шарнирными опорами К. с. равна

$$P_{кр} = \pi^2 EI/l^2,$$

где E — модуль Юнга, I — наименьший *момент инерции* поперечного сечения, l — длина стержня. Состояние упругого тела, при к-ром сжимающая сила достигает К. с. для данного тела, наз. критическим, или безразличным состоянием. В случае упруго-пластич. деформаций сжимаемого тела определения К. с. по Эйлеру недостаточно и необходимо прибегнуть к более строгому и сложному динамич. критерию устойчивости, справедливому как для упругих, так и для упруго-пластич. деформаций исследуемого тела [3]. Согласно этому критерию, К. с. наз. та наименьшая сжимающая сила, при к-рой малые возмущения сжатого тела вызывают движение, выходящее за пределы начального равновесного состояния тела.

Определение К. с. по Эйлеру математически сводится к определению собств. значений линейных дифференциальных ур-ний при соответствующих граничных условиях.

Лит.: 1) Динник А. Н., Устойчивость упругих систем, М. — Л., 1950; 2) Тимошенко С. П., Устойчивость упругих систем, пер. с англ., 2 изд., М., 1955; 3) Хофф Н., Продольный изгиб и устойчивость, пер. с англ., М., 1955; 4) Циглер Г., Об устойчивости упругих систем, в сб.: Проблемы механики, пер. с англ., вып. 2, М., 1959. *Г. Ван-Фо-Фы.*

КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА (перехода в сверхпроводящее состояние) — темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние. Измерена у 24 чистых металлов, 35 двойных сплавов и более чем у 70 химич. соединений, содержащих металлы. В чистых металлах наинизшая К. т. наблюдалась у титана (0,37°К), наивысшая — у технеция (11,2°К). Наивысшая К. т. 18°К — у соединений Nb_3Sn. Изменения К. т. наблюдаются при полиморфных превращениях, пластической деформации и действии внешнего давления. Обнаруженная в 1950 г. зависимость К. т. от изотопич. состава (см. *Изотопический эффект*) дала толчок к построению теории *сверхпроводимости*, основанной на учете взаимодействия между электронами, возникающего в результате обмена *фононами*.

Лит.: 1) Шенберг Д., Сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1955; 2) Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959. *А. И. Шальников.*

КРИТИЧЕСКАЯ ЧАСТОТА РАДИОСВЯЗИ — макс. частота $f_{макс}$, при к-рой возможна радиопередача за счет регулярного отражения радиоволн от *ионосферы*. $f_{макс}$ определяется состоянием ионосферы в области макс. ионизации $z_{макс}$ и зависит от угла падения волны на ионосферу ϑ_0. Для сферически слоистой ионосферы в изотропном случае закон преломления имеет вид:

$$(R_0 + z)\, n\,(zf) \sin \vartheta\,(z) = R_0 \sin \vartheta_0, \qquad (1)$$

где R_0 — радиус Земли, z — высота над поверхностью Земли, $n(zf)$ — коэфф. преломления, ϑ — угол,

образованный касательной к траектории луча в к.-л. точке с радиусом-вектором этой точки $R = R_0 + z$. Для волн с частотой f, близкой к $f_{макс}$, высота отражения, где $\vartheta = \pi/2$, лежит ниже максимума ионизаций слоя с критич. частотой слоя $f_{кр}$ и определяется из условия минимума ф-ции $(R_0 + z)n(zf)$, т. е. из условия $\frac{d}{dz}[(R_0 + z)n(fz)] = 0$. Совместное решение этого ур-ния и (1) дает возможность определить $f_{макс}$. При учете анизотропии ионосферы, вызываемой влиянием магнитного поля Земли, траектории волны и потока энергии оказываются очень сложными кривыми. Однако для реальных условий радиосвязи, когда $\vartheta_0 > 10°$, это влияние несущественно. При практич. расчетах $f_{макс}$ часто пользуются ур-нием: $(R_0 + z_{макс})\, n\,(z_{макс} f_{макс}) = R_0 \sin\vartheta_0$. Получающиеся при этом значения $f_{макс} \approx f_{кр}\sqrt{R_0/2z_{макс}}$ на 5—25% меньше $f_{макс}$. В силу временной и пространственной изменчивости ионосферы на линиях радиосвязи применяют частоты на 15% меньше $f_{макс}$.

Лит.: Альперт Я. Л., Распространение радиоволн и ионосфера, М., 1960. *В. Д. Гусев.*

КРИТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРЫ — такие размеры системы (активной зоны ядерного реактора), содержащей ядра U^{233}, U^{235}, Pu^{239} или их смеси, при к-рых имеет место самоподдерживающаяся стационарная цепная реакция деления. Баланс нейтронов в среде с делящимся веществом (без посторонних источников) определяется соотношением между числом образующихся при делении нейтронов и числом поглощаемых и уходящих наружу. С изменением размеров системы (при сохранении плотности и концентраций всех компонент) баланс нейтронов изменяется за счет изменения величины относит. утечки нейтронов наружу. Чем больше размеры системы, тем меньше в общем случае отношение ее поверхности к объему и тем меньше, следовательно, роль утечки. К. р. соответствуют такому объему системы, при к-ром достигается точное равенство между количеством образующихся и количеством поглощаемых и уходящих наружу нейтронов. К. р. в общем случае можно характеризовать объемом системы (критическим объемом). Если система имеет правильную форму, напр. форму шара, цилиндра и т. п., то характеризовать К. р. удобно радиусом (критич. радиус R), высотой (критич. высота H) и т. п. Чтобы утечка нейтронов была достаточно малой, размеры системы должны превосходить среднее расстояние, проходимое нейтроном в среде от места его рождения до поглощения. Поэтому К. р. существенно зависят от конструкции реактора, вида ядерного горючего и типа применяемого замедлителя. Напр., среди реакторов на тепловых нейтронах макс. размеры обычно имеют графитовые реакторы, т. к. длина замедления в графите — наибольшая (см. *Замедлители нейтронов*). Наоборот, длина замедления в простой воде минимальна и поэтому у водяных реакторов К. р. малы. Применение обогащенного урана вместо естественного позволяет уменьшать К. р. вследствие лучшего размножения нейтронов. В реакторах на быстрых нейтронах благодаря отсутствию замедлителя можно максимально повышать концентрацию делящихся веществ в единице объема активной зоны. Поэтому быстрым реакторам свойственны особо малые К. р.

Утечку нейтронов можно значительно уменьшить, окружив активную зону веществом с хорошим альбедо для нейтронов (отражателем). При этом К. р. системы по сравнению с реактором без отражателя существенно уменьшаются. Для примера в табл. приводятся К. р. нек-рых ядерных реакторов.

Название реактора	Ядерное горючее	Замедлитель	Форма	К. р. (см)
CP-1. Первый исследовательский реактор США	U^{235} (в естеств. уране)	графит	уплощенный эллипсоид вращения	Большая полуось=194 Малая полуось = 155
ИРТ (СССР)	U^{235} (обогащение 10%)	H_2O	параллелепипед	H=50 основание = 57—43
ТВР (СССР)	U^{235} (обогащение 2%)	D_2O	цилиндр	H = 122 R = 55
DFR (Англия)	U^{235} (обогащение)	нет	цилиндр	H = 53 R = 26
БР-1 (СССР)	Pu^{239}	нет	цилиндр	H = 13 R = 6,5

К. р. в общем случае можно определить на основании решения кинетич. интегро-дифференциального уравнения Больцмана. Так как точное решение кинетич. уравнения в большинстве случаев оказывается затруднительным, то развиты приближенные методы — метод сферич. гармоник, диффузионный метод и др. Все эти методы имеют сравнительно широкую применимость и позволяют вычислять К. р. с хорошей точностью для систем весьма различных составов и объемов. Практически точность определения К. р. ограничивается точностью значений ядерно-физич. констант, а не точностью метода расчета.

Для реакторов на тепловых нейтронах при определении К. р. во многих случаях достаточно пользоваться т. н. диффузионно-возрастным приближением, применение к-рого значительно упрощает расчеты. При этом, напр., К. р. гомогенного реактора без отражателя определяется следующим ур-нием:

$$1 + \varkappa^2 L^2 = k_\infty e^{-\varkappa^2 \tau},$$

где k_∞ — коэфф. размножения нейтронов для бесконечной среды (см. *Размножения нейтронов коэффициент*) — количество нейтронов, возникающих на один поглощенный в среде нейтрон, τ — возраст нейтронов — определяет среднее расстояние, на к-рое уходит нейтрон за время своего замедления, L — длина диффузии тепловых нейтронов — определяет среднее расстояние, к-рое проходит тепловой нейтрон до поглощения ядром, $\varkappa$ — геометрич. параметр, различным образом выражающийся через К. р. среды в зависимости от ее формы. Так, напр., для сферы $\varkappa^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2$, для цилиндра $\varkappa^2 = \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$.

Лит.: 1) Галанин А. Д., Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах, 2 изд., М., 1959, гл. 2, 5; 2) Гленстон С. и Эдлунд М., Основы теории ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1954, гл. 7, 8, 14; 3) Марчук Г. И., Численные методы расчета ядерных реакторов, М., 1958. *О. Д. Казачковский.*

КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ (в гелии) — явления, связанные с нарушением сверхтекучести жидкого *гелия* II. При темп-рах ниже λ-точки в жидком гелии возможны два движения: нормальное и сверхтекучее. Движение сверхтекучей части при достаточно малой скорости движения v_s происходит без трения о стенки и о нормальную часть, т. е. без диссипации энергии. Однако если скорость движения сверхтекучей части превышает нек-рое значение v_k, наз. критической скоростью, то появляется трение, т. е. сверхтекучесть нарушается. Экспериментально это проявляется в том, что скорость течения сверхтекучей части в трубке или щели практически перестает увеличиваться с увеличением перепада дав-

ления или темп-ры, в возникновении дополнительного затухания *второго звука* в движущемся гелии и др.

Эти явления объясняются тем, что при $v_s > v_k$ в гелии начинают образовываться вихревые кольца, т. е. замкнутые вихри (см. *Вихрь в гелии II*). Из теории *сверхтекучести* следует, что рождение в гелии возбуждения с энергией ε и импульсом p энергетически выгодно, если $v_s > \varepsilon/p$ (см. *Гелий*). Энергия вихревого кольца диаметром b равна $\varepsilon(b) = \frac{1}{m^2}\pi^2 b\rho_s\hbar^2\ln(b/2a)$, а импульс $p(b) = \frac{\pi}{2m} b^2\rho_s\hbar$ (m — масса атома гелия, ρ_s — плотность сверхтекучей части, $a = 4\cdot 10^{-8}$ *см*). Т. о., $\varepsilon(b)/p(b) = \frac{2\hbar}{mb}\ln(b/2a)$. Поскольку в трубке диаметром d макс. радиус колец равен d, то они начинают образовываться только в случае, если $v_s > v_k$, где $v_k = \frac{\varepsilon(d)}{p(d)} = \frac{2\hbar}{md}\ln\left(\frac{d}{ma}\right)$. Когда в сверхтекучей части появляются вихревые кольца, сверхтекучесть нарушается, т. к. на образование вихревых колец уходит энергия сверхтекучей части. Это приводит к диссипации энергии. Возбуждения, составляющие нормальную часть, рассеиваются на вихрях, что приводит к передаче импульса от нормальной к сверхтекучей части, т. е. к появлению между ними силы трения.

Экспериментально ф-ла для v_k в достаточно толстых капиллярах подтверждается. В частности, в согласии с этой ф-лой, критич. скорость слабо зависит от темп-ры и сильно зависит от толщины капилляра или щели. Так, при $d \approx 2{,}10^{-6}$ *см* $v_k \approx 25$ *см/сек*, при $d \approx 2{,}6\cdot 10^{-3}$ *см* $v_k \approx 3$ *см/сек*, при $d \approx 2{,}1\cdot 10^{-2}$ *см* $v_k \approx 0{,}62$ *см/сек*.

Лит.: 1) Atkins K. R., Liquid helium, Camb., 1959, с. 116; 2) Физика низких температур, пер. с англ., под общ. ред А. И. Шальникова, М., 1959.

КРИТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ РЕАКТОРА — стационарное состояние, при к-ром интенсивность деления ядерного горючего (число делений в единицу времени) во всем объеме реактора и в любой его части остается постоянной. При К. р. р. сохраняется баланс нейтронов, т. е. в любой промежуток времени количество образующихся в реакторе нейтронов в точности равно количеству нейтронов, исчезающих за счет поглощения и ухода наружу.

Условием поддержания К. р. р. является равенство *реактивности* системы нулю. Таким образом, в К. р. р. органы регулирования (напр., стержни, поглощающие нейтроны) должны находиться в строго определенном положении, соответствующем нулевой реактивности. Из-за влияния запаздывающих нейтронов К. р. р. устанавливается не сразу после приведения реактивности системы к нулю. Требуется нек-рое время, порядка неск. минут, для того, чтобы установилась равновесная активность осколков—источников запаздывающих нейтронов, и интенсивность процесса в системе сделалась бы постоянной.

В К. р. р. мощность системы не обязательно сохраняется постоянной. Это объясняется тем, что часть энергии деления (ок. 7%) связана с радиоактивным распадом осколков и выделяется не сразу, а спустя нек-рое время после деления. Время установления равновесной активности осколков, требующейся для постоянства тепловыделения, определяется соответствующими периодами полураспада, среди к-рых имеются весьма длительные. Для иллюстрации можно заметить, что в течение первых суток после установления К. р. р. (если до этого реактор не работал) мощность реактора изменяется больше, чем на 6%. В дальнейшем изменение тепловыделения происходит значительно медленнее, так что практически мощность реактора можно считать постоянной.

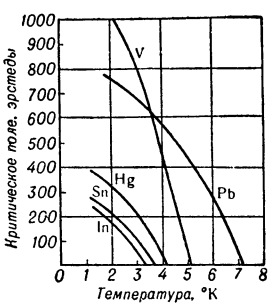
Лит.: 1) Галанин А. Д., Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах, М., 1957; 2) Глесстон С. и Эдлунд М., Основы теории ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1954. *О. Д. Казачковский.*

КРИТИЧЕСКИЙ ТОК — ток, при протекании к-рого через сверхпроводящий образец восстанавливается сопротивление образца. Если образец находится в сверхпроводящем состоянии, то при протекании через него электрич. тока разность потенциалов, измеряемая на его концах, будет равна нулю до тех пор, пока ток не достигнет определенного, критич. значения, при к-ром наблюдается скачкообразное появление сопротивления и измеряемая разность потенциалов становится отличной от нуля. Согласно *Сильсби гипотезе*, скачкообразное появление сопротивления происходит тогда, когда магнитное поле тока становится равным внешнему *критическому магнитному полю* H_k на его поверхности. В случае цилиндрич. образца $J_k = {}^1/_2 H_k r$, где r — радиус образца. Правило Сильсби хорошо выполняется для цилиндрич. образцов всех чистых сверхпроводящих металлов, имеющих достаточно большой радиус. Для образцов малых размеров (пленки и тонкие проволоки) и сплавов правило Сильсби не выполняется: поле К. т. для них значительно меньше внешнего критич. поля.

Если предположить, что при разрушении сверхпроводимости током средняя часть сечения образца находится в *промежуточном состоянии* с $H = H_k$, то для величины изменения сопротивления с током получается ф-ла $R = {}^1/_2 R_0\,(1 + \sqrt{1 - (H_k/H)^2})$, где R_0 — сопротивление образца в нормальном состоянии. Согласно этой ф-ле, сопротивление скачком возрастает до половины полного значения R_0, а затем асимптотически приближается к R_0. Экспериментальные данные по К. т. несколько отличаются от теоретических: скачок сопротивления при $J = J_k$ превышает ${}^1/_2 R_0$, причем величина скачка зависит от радиуса образца, уменьшаясь с его увеличением.

Лит.: 1) Шенберг Д., Сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1955; 2) Физика низких температур, пер. с англ., под общ. ред. А. И. Шальникова, М., 1959. *М. Н. Михеева.*

КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ — магнитное поле H_k, при котором происходит разрушение сверхпроводимости данного цилиндрического образца с осью, ориентированной параллельно магнитному полю. Величина H_k зависит от темп-ры T (см. рис.).



Кривые зависимости критического поля от температуры для некоторых сверхпроводящих элементов.

Для большинства сверхпроводников зависимость H_k от T имеет вид $H_k = H_{k_0}[1 - (T/T_k)^2]$, где H_{k_0} — К. м. п. при $T = 0°$K. H_{k_0} можно определить, предполагая, что кривая $H_k(T)$ до самых низких темп-р представляет собой параболу. Величина H_{k_0} для различных чистых сверхпроводников изменяется от 28,4 *э* для кадмия до 2000 *э* для ниобия. Образцы малых размеров имеют значительно бо́льшую величину К. м. п. Сверхпроводящие сплавы имеют два К. м. п.: H_{k_1}, при к-ром индукция в образце становится отличной от нуля (см. *Мейснера эффект*) и H_{k_2}, при к-ром восстанавливается электрич. сопротивление образца.

В то время как на обследованных до сих пор сверхпроводящих соединениях не удавалось получить

сверхпроводимости в полях, больших 30 *кэ* (даже при очень малых плотностях тока), последние исследования на образцах Nb_3Sm (критич. темп-ра 18,06°K) показали, что сверхпроводимость можно наблюдать в магнитных полях до 88 *кэ* при средней плотности тока 10^5 *а/см*^{2} [3] (см. *Критический ток*). Соединения, подобные Nb_3Sm, создают возможность для постройки соленоидов, с помощью к-рых можно получать магнитные поля до 10^5 *кэ* очень простым и экономичным способом.

Лит.: 1) Шенберг Д., Сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1955; 2) Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959; 3) Kunzler J. E., [a. o.], «Phys. Rev. Letters», 1961, v. 6, № 3.

М. Н. Михеева.

КРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ (критическая фаза) — такое состояние двухфазной системы, однокомпонентной или многокомпонентной, когда обе равновесно сосуществующие фазы становятся тождественными по всем своим свойствам. К. с. может наблюдаться только в тех фазовых равновесиях, в к-рых сосуществующие фазы качественно подобны и свойства их различаются только значениями параметров, а именно: когда в равновесии находятся две изотропные фазы (жидкость — жидкость, жидкость — пар и газ — газ) или две кристаллич. фазы с одинаковым типом кристаллич. решетки. Точка на фазовой диаграмме, соответствующая К. с., наз. критич. точкой (к. т.), а параметры системы в этой точке — критич. параметрами (критич. объем V, давление p, темп-ра T, состав x).

В **однокомпонентных системах,** состояние к-рых характеризуется тремя параметрами (p, V, T), существует к. т. только для одного вида равновесия: жидкость — пар (рис. 1), в к-рой свойства жидкости (участок aK) и свойства пара (участок Kb) становятся одинаковыми. При $T < T_k$ изотермы представляют собой ломаные кривые с горизонтальным участком $a'b'$, соответствующим равновесию жидкой фазы (объема V_f) и паровой фазы (объема V_g). С повышением темп-ры горизонтальный участок уменьшается и при критич. темп-ре изотерма (критич. изотерма) вырождается в плавную кривую, имеющую в к. т. точку перегиба с горизонтальной касательной. Выше критич. температуры ни при каких давлениях невозможно существование жидкости в равновесии с паром. Система при темп-рах выше критической может изменять свой удельный объем от очень малого до очень большого, не испытывая при этом никаких качественных изменений скачком. Это позволяет (принципиально) осуществить непрерывный переход от газообразного состояния до жидкого (при обычных условиях), минуя область двухфазного состояния системы (ломаная $b'cdefa'$ на рис. 1).

Рис. 1. Равновесие жидкость—пар в однокомпонентной системе. Пограничная кривая aKb разделяет области двух- и однофазного состояния системы. K — критическая точка; T_1, T_2, T_3... — изотермы. В двухфазной области изотермы совпадают с изобарами.

Каждое чистое вещество имеет вполне определенные значения критич. параметров (табл.).

К. т. равновесия жидкость — пар определяют, измеряя удельные (мольные) объемы равновесных фаз при различных давлениях и темп-рах и строя по этим данным пограничную кривую. Т. к. свойства фаз при приближении к к. т. становятся очень близкими, то локализация к. т. затруднительна. Для нахождения к. т. пользуются правилом прямолинейного диаметра (вблизи к. т. середины нод — прямых, соединяющих точки равновесных жидкости и пара на пограничной кривой,— ложатся на прямую, оканчивающуюся в к. т.). К. т. можно определять и по исчезновению мениска на границе раздела фаз в стеклянной ампуле высокого давления.

Критические параметры чистых веществ

Вещество	$P_{кр}$ (*атм*)	$V_{кр}$ (*см*^{3}/*моль*)	$T_{кр}$ (°C)
Азот	33,54	90,1	—146,9
Кислород	49,7	78	—118,4
Двуокись углерода	72,9	94	31,06
Вода	218,5	56	374,2
Этилен	50,8	124	9,7
Бензол	48,6	260	288,5
Толуол	41,6	320	320,8
Четыреххлористый углерод	45,0	276	283,2

В **двухкомпонентных системах,** состояние к-рых характеризуется четырьмя параметрами (четвертый параметр — состав), существует не одна критич. точка, а критич. кривая. В двухкомпонентных системах К. с. встречаются в различных типах (из указанных выше) равновесий.

К. с. в твердых растворах было впервые изучено на примере растворов водорода в палладии. При темп-рах ниже 295°C в равновесии находятся две кристаллич. фазы с различным содержанием водорода, но с однотипной кристаллич. решеткой (рис. 2). К. т. равновесия кристалл—кристалл находится при 19,9 *атм* и 295,3°C. Выше этой температуры, за пределами пограничной кривой, лежит гомогенная область. К. т. в твердых растворах обнаружена и для ряда др. систем, например в системе Al—Zn к. т. расположена ок. 352°C, при 39,5 атомн. % Zn. В системе NaCl—KCl — ок. 500°C, при 60 мольн. % NaCl. Определение к. т. в твердых растворах производят при исследовании равновесной кривой двухфазного равновесия по различным физич. свойствам (теплопроводности, параметрам кристаллич. решетки и др.).

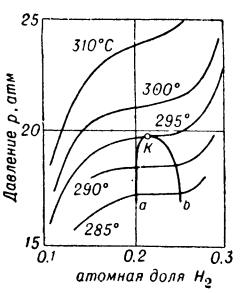


Рис. 2. Равновесие кристалл — кристалл (система палладий — водород). Пограничная кривая aKb отделяет двухфазную область, где находятся в равновесии фазы составов aK и Kb, от области гомогенных твердых растворов. K — критич. точка.

К. с. равновесия жидкость — жидкость было впервые обнаружено в системе фенол — вода, на к-рой было показано, что область расслоения жидких растворов может заканчиваться к. т. (рис. 3), за к-рой наступает неограниченная взаимная растворимость компонентов. В равновесии жидкость — жидкость известны не только верхние, но и нижние к. т., когда взаимная растворимость жидкостей растет не с повышением темп-ры, а с понижением, напр. система триэтиламин—вода (см. *Жидкие смеси*). Известны расслаивающиеся жидкие системы с верхней и нижней к. т. (напр., никотин — вода, гексаметиленимин — вода). В таких системах область расслаивания замкнута и пограничная кривая имеет вид кольца. Геометрич. место к. т. при различных давлениях образует критич. кривую (рис. 4).

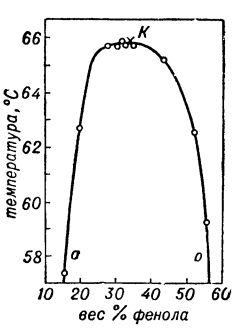


Рис. 3. Равновесие жидкость — жидкость (система фенол — вода).

Критич. темп-ры расслаивания чаще всего определяют визуально по исчезновению мениска раздела между фазами: нагревают в стеклянной ампуле расслаивающиеся растворы определенного состава, отмечают температуры, при к-рых полностью исчезает одна из фаз (равновесие устанавливается при перемешивании), т. е. когда мениск уходит вверх или вниз, и строят пограничную кривую расслаивания. В К. с. мениск, как и в случае равновесия жидкость—пар, исчезает в середине ампулы. Различие в свойствах равновесных фаз при приближении к к. т. так мало, что практически это явление наблюдается для целого интервала составов. Критич. значение состава определяют поэтому по правилу прямолинейного диаметра.

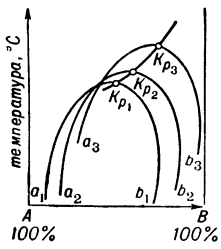


Рис. 4. Критич. кривая равновесия жидкость — жидкость. Кривые $a_i K p_i b_i$ — пограничные кривые при различных давлениях. $K p_i$ — критич. точка при давлении p_i.

Равновесие жидкость — пар в двойных системах имеет не одну к. т., а пространственную критическую кривую, простирающуюся от к. т. одного чистого компонента до к. т. второго чистого компонента. Проекции критич. кривой на соответствующие координатные плоскости дают критич. кривые p — x, T — x, V — x, p — T. Кривая p — x (давление — состав) приведена на рис. 5: замкнутые кривые — изотермы; сплошные верхние линии — кривые жидкости, пунктирные — кривые пара. При критич. темп-ре наиболее летучего компонента (T_A) изотерма равновесия жидкость — пар охватывает еще всю область составов системы. При более высоких темп-рах петли не доходят до оси компонента A. По мере повышения темп-ры размеры петель уменьшаются, стягиваясь при критич. темп-ре чистого компонента в точку. Кривая p — T приведена на рис. 6. Критич. кривые могут быть как монотонно изменяющимися, так и с экстремумами.

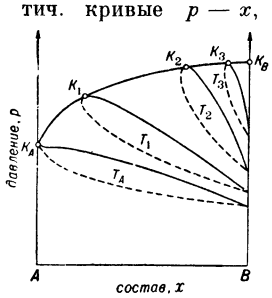


Рис. 5. Критич. кривая p—x (давление — состав) равновесия жидкость — пар в двухкомпонентной системе. K_A и K_B — критич. точки чистых компонентов A и B K_i — критич. точки смесей компонентов A и B при различных темп-рах.

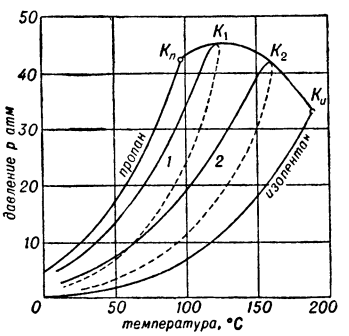


Рис. 6. Критич. кривая p—T равновесия жидкость — пар (система пропан—изопентан). $K_п$ и $K_и$ — критич. точки пропана и изопентана. 1,2 — кривые жидкости (сплошные) и пара (пунктирные) для смесей с мольной долей пентана, соответственно 0,206 и 0,607, K_i — критич. точки для этих смесей.

Теория критических явлений. Основные положения термодинамич. теории критич. явлений, наз. теперь классической, были сформулированы на основании экспериментальных исследований Дж. Гиббсом [1] и, независимо от него, А. Г. Столетовым [2]. Теория построена на следующих основных положениях: К. с. является предельным случаем двухфазного равновесия, когда обе сосуществующие фазы становятся тождественными по всем своим свойствам. К. с. есть точка, а не область состояний. К. с. характеризуется двумя независимыми ур-ниями, к-рые для однокомпонентной системы имеют вид:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{T_k} = 0, \qquad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_{T_k} = 0. \qquad (2)$$

Ур-ние (1) выводится на основании того факта, что К. с. обладает всеми особенностями двухфазного равновесия, но с теми ограничениями, к-рые накладывает тождественность фаз.

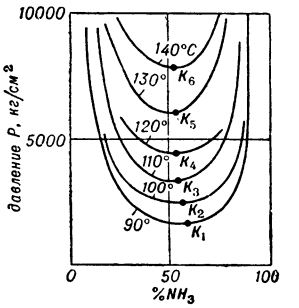


Рис. 7. Равновесие газ — газ (система азот — аммиак). K_i — критич. точки на изотермах p — x.

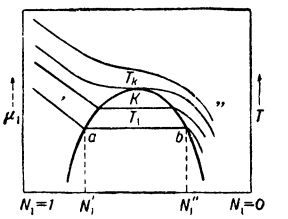


Рис. 8. Двухфазное равновесие с критич. точкой в двухкомпонентной системе, μ_1 — химич. потенциал компонента 1, N_1 — его мольная доля

Вывод (2) основан на положении о стабильности критич. фазы, по к-рому обязательно $(\partial p/\partial V)_T \leqslant 0$. Ур-ние (2) отражает существование точки перегиба с горизонтальной касательной на критич. изотерме p — V. Эти два ур-ния совместно с уравнением состояния (напр., ур-нием Ван-дер-Ваальса) дают возможность вычислять критич. параметры системы. В критич. точке чистого вещества сжимаемость $(\partial V/\partial p)_T$, коэфф. термич. расширения $(\partial V/\partial T)_p$ и теплоемкость при постоянном давлении C_p равны бесконечности. Из-за бесконечно большого значения сжимаемости при определении к. т. необходимо учитывать эффект гравитации: при критич. темп-ре по высоте столба газа в сосуде устанавливается определенный градиент плотности. К. с. локализуется только в узком слое [8].

К. т. любого типа равновесия в термодинамич. отношении равны. Поэтому для двухкомпонентной системы любой тип равновесия с к. т. может быть представлен диаграммой в координатах μ — N (*химический потенциал* — мольная доля компонента) (рис. 8). Зависимость химич. потенциала компонента от состава при темп-ре ниже критической передается ломаной линией. Горизонтальный участок ab характеризует равенство химич. потенциала компонента в двух сосуществующих фазах (′) и (″). По мере приближения к критич. темп-ре составы равновесных фаз, как и все их свойства, сближаются, и в к. т. горизонтальный участок стягивается в точку. Критич. изотерма — изобара μ — N приобретает здесь точку перегиба с горизонтальной касательной. Ур-ния критич. фазы для двухкомпонентной системы выводятся аналогично ур-ниям для чистого вещества и имеют следующий вид [условие стабильности: $(\partial\mu/\partial N)_{p,T} \geqslant 0$]:

$$(\partial\mu_1/\partial N_1)_{p_k T_k} = 0, \qquad (3)$$

$$(\partial^2\mu/\partial N_1^2)_{p_k T_k} = 0, \qquad (4)$$

где N_1 — мольная доля компонента 1. Аналогичные ур-ния можно написать и для второго компонента, к-рые связаны с ур-ниями для первого компонента через *Гиббса — Дюгема уравнение*. Параметры критич. точек двойных систем можно найти по этим ур-ниям при наличии соответствующего ур-ния состояния. По классич. теории критич. явлений пограничные кривые вблизи критич. точки представляют собой параболы четной степени. Критич. изотермы (p — V для чистых веществ и μ — N для двойных растворов) — нечетные кривые, имеющие порядок на единицу больше, чем пограничная кривая. Из-за экспериментальной сложности исследований критич. явлений существовало большое число разногласий по вопросу о форме пограничной кривой и, следовательно, о существовании К. с. — существует ли к. т., или целая область состояний. Исследование скачка производных нек-рых термодинамич. величин в к. т. [C_V для чистых веществ, $(\partial V/\partial T)_{p,N_1}$, C_{p,N_i}, $(\partial V/\partial p)_{T,N_i}$ для двойных систем] при переходе системы из гетерогенного состояния в гомогенное позволило утвердить правильность положений классич. теории К. с. [3]. Взгляды,

отличные от классич. теории, т. н. теория обобщенных критич. явлений, развиваются в работах [14], однако пока нет никаких ни экспериментальных, ни теоретич. данных для отказа от классич. теории К. с. [13].

Особенности поведения систем вблизи критической точки. В К. с. и вблизи него свойства систем резко отличаются от свойств в др. областях существования. Наличие точки перегиба с горизонтальной касательной на изотерме p — V (для чистого вещества) приводит к тому, что в значительном интервале объемов вблизи критич. значения давление практически остается неизменным. Вследствие этого вблизи к. т. выравнивание плотностей в системе происходит очень медленно.

Наличие точки перегиба на изотерме — изобаре μ — N приводит к тому, что в широком интервале составов химич. потенциал компонента (парциальное давление, летучесть) не зависит от концентрации раствора. Вследствие этого скорость молекулярной диффузии, к-рая определяется градиентом химич. потенциала, падает в к. т. до нуля. Это накладывает отпечаток на кинетику ряда физич. и физико-химич. процессов. Так, скорость гетерогенной химич. реакции перестает зависеть от концентрации реагирующих веществ [9, 10]. В К. с. резко возрастают размеры флуктуаций плотности и концентрации, что проявляется, напр., в резком возрастании рассеяния света [11]. Поэтому вблизи к. т. появляется т. н. критич. опалесценция. В твердых растворах аналогичное явление наблюдается при пропускании рентгеновых лучей. В К. с. наблюдаются экстремальные значения скорости и коэффициента поглощения ультразвука [12]. Из-за близости свойств сосуществующих фаз и незначительного поверхностного натяжения на их границе вблизи к. т. легко наступает взаимное эмульгирование фаз, причем эмульсия получается очень устойчивой. *Н. Е. Хазанова.*

Справедливость классич. термодинамич. теории К. с. требует еще своего подтверждения более строгими методами статистич. механики. Напр., неясен сам вопрос о существовании в К. с. равновесных термодинамич. ф-ций или их производных. Однако статистич. теория К. с. развита еще слабо. Попытка Дж. Майера в этом направлении [15] признана ошибочной. Более изучен вопрос о тепловых флуктуациях и рассеянии света. В К. с. и его окрестностях не только сильно возрастают размеры флуктуаций плотности и концентрации, но, что еще более важно, появляются существенные *корреляции флуктуаций* этих величин в смежных объемах. Это приводит к интенсивному рассеянию света в К. с. — критич. опалесценции, а также накладывает отпечаток и на кинетич. процессы вблизи К. с. — скорость распространения и поглощение ультразвука, скорость молекулярной диффузии и др. *И. З. Фишер.*

Лит.: 1) Гиббс Дж. В., Термодинамические работы, пер. с англ., М. — Л., 1950; 2) Кричевский И. Р., Фазовые равновесия в растворах при высоких давлениях, 2 изд., М. — Л., 1952; 3) Кричевский И. Р. и Хазанова Н. Е., «ЖФХ», 1955, т. 29, вып. 6, с. 1087; 4) Ландау Л. и Лифшиц Е., Статистическая физика, М. — Л., 1951 (Теоретич. физика, т. 4); 5) Changements de phases. Comptes rendus de la 2-e réunion annuelle de la Société de chimie, physique..., Paris, 2—7 juin 1952, [P., 1952]; 6) Thermodynamics and physics of matter, ed. F. D. Rossini, New Jersey, 1955; 7) Термодинамика и строение растворов. Труды совещания (27—30 янв. 1958 г.), М., 1959; 8) Шиманская Е. Т., Шиманский Ю. И., Голик А. З., Исследование критического состояния чистых веществ методом Теплера, в кн.: Критические явления и флюктуации в растворах. Труды совещания (янв. 1960), М., 1960; 9) Кричевский И. Р., Хазанова Н. Е., Диффузия в жидких и газовых растворах в критической области, там же, с. 45; 10) Кричевский И. Р., Цеханская Ю. В., Кинетика гетерогенных процессов в критической области, там же, с. 54; 11) Бериджзе Д. К., Шахпаронов М. И., Рассеяние света в растворах, имеющих критическую точку расслаивания, там же, с. 21; 12) Ноздрев В. Ф., Кальянов Б. И., Ширкевич М. Г., Ультраакустические исследования в органических жидкостях при постоянной плотности вблизи критического состояния, там же, с. 93; 13) Решение совещания по критическим явлениям и флюктуациям в растворах, там же, с. 189; 14) Семенченко В. К., «ЖФХ», 1947, т. 21, вып. 12, с. 1461; 15) его же, «Вестн. МГУ», 1948, № 11, с. 103; 16) его же, «ЖФХ», 1952, т. 26, вып. 9, с. 1337; 17) Майер Дж. и Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1952.

КРОН — оптич. стекло, характеризующееся относительно низким показателем преломления $n_D < 1{,}6$ (для спектральной линии D натрия) и высоким значением коэфф. дисперсии ($\nu_D > 55$). Исключением являются тяжелые и сверхтяжелые К., для к-рых n_D достигает 1,75, а ν_D понижается до 50. В зависимости от местоположения на диаграмме «показатель преломления — коэффициент дисперсии» различают следующие типы К.: легкие и фосфатные; тяжелые и сверхтяжелые; к ним примыкают занимающие на диаграмме промежуточное между К. и *флинтами* положение — кронфлинты. Химич. состав К. весьма разнообразен. Нек-рые из них не содержат кремнезема: напр., в фосфатных К. основным составляющим является фосфорный ангидрид. В состав нек-рых легких К. входит фтор, сверхтяжелые содержат кадмий и окислы редкоземельных элементов — лантана и тория. К. применяются для изготовления очков, луп, конденсоров, а также и для деталей оптич. приборов, гл. обр. положительных линз и призм.

КРОСС-МОДУЛЯЦИЯ (перекрестная модуляция) — взаимная модуляция двух или большего числа колебаний за счет их взаимодействия в нелинейных устройствах или при их распространении в пространстве с нелинейными свойствами (см. *Люксембург—Горьковский эффект*). Обычно К.-м. является нежелательным явлением и приводит к появлению помех или к искажениям информации, переносимой основным колебанием.

КРОЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ — мера полезности фотографич. использования серебра в почернении; соответствует *оптической плотности* почернения, образованной 1 *г* металлич. серебра, равномерно распределенного на 1 *см*^{2}. К. с. $d = D_{\neq}/C_{Ag}$, где $D_{\neq}$ — диффузная оптич. плотность почернения, C_{Ag} — поверхностная концентрация серебра в нем. К. с. тем больше, чем меньше средний диаметр серебряных зерен в почернении. Величина, обратная К. с., $P = C_{Ag}/D_{\neq}$ наз. фотометрическим эквивалентом почернения. В среднем $P = 0{,}005$—$0{,}03$ *г*/*см*^{2}.

КРУГОВАЯ ДИАГРАММА — окружность (или ее часть), являющаяся геометрич. местом концов векторов, изображающих на комплексной плоскости какую-либо электрич. величину. К. д. широко применяется в электротехнике и радиотехнике при рассмотрении изменения тока, напряжения, мощности, сопротивления, проводимости, коэфф. передачи и др. в зависимости от переменного параметра (активного сопротивления, индуктивности, емкости, частоты и т. д.). К. д. наглядно показывает изменение модуля и фазы рассматриваемой величины в зависимости от изменения независимого параметра. Построение К. д. возможно лишь для линейных цепей при наличии в них активных и реактивных элементов и обычно при неизменности амплитуд и фаз эдс источников питания.

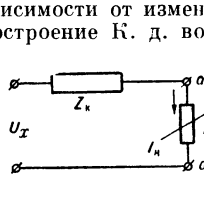


Рис. 1.

Любую цепь переменного тока можно рассматривать относительно зажимов к.-л. ветви с комплексным сопротивлением $Z_н$ как активный двухполюсник (см. *Многополюсник*), схема замещения к-рого показана на рис. 1; $Z_к$ — входное сопротивление цепи при коротком замыкании и U_x — входное напряжение холостого режи-

ма цепи на зажимах *аа*. Комплексный ток в этой ветви:

$$I_н = I_к/[1 + (Z_н/Z_к)\exp j(\varphi_н - \varphi_к)], \qquad (1)$$

где $I_к = U_x/Z_к$ — ток короткого замыкания ($Z_н = 0$). Выражение (1) совпадает с параметрич. ур-нием окружности на комплексной плоскости, если $z_н$ изменяется от $-\infty$ до $+\infty$, а фазовый угол $\varphi_н$ и все остальные величины, входящие в правую часть (1), постоянны. Фазовый угол $|\varphi_н| > \pi/2$ соответствует источнику энергии.

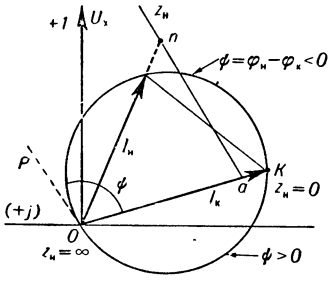


Рис. 2.

К. д. тока $I_н$ строится (рис. 2) по хорде OK, пропорциональной току $I_к$ и касательной OP, образующей с хордой угол $-\psi = -(\varphi_н - \varphi_к)$. Линия переменного параметра $z_н$ строится из точки a хорды OK параллельно OP. Отрезок Oa представляет собой в том же масштабе постоянное сопротивление $z_к$. Заданная величина сопротивления $z_н$ в этом масштабе откладывается по линии an. Отрезок прямой On внутри окружности будет вектором тока $I_н$.

Из общей теории линейных электрич. цепей следует, что ток в любой (напр., i-й) ветви цепи при указанных условиях связан линейно с каждым другим током этой цепи, т. е : $I_i = A + BI_н$. Т. о., конец вектора тока I_i при изменении $z_н$ также очерчивает окружность.

Аналогичное построение можно осуществить для линейного *четырехполюсника*. К. д. могут быть построены для любых устройств, схемы замещения которых сводятся к схемам замещения двух- или четырехполюсников, напр. для электрич. индукционных машин (диаграмма Гейланда); для линий с распределенными параметрами в высокочастотном и сантиметровом диапазоне К. д. применяются для графич. определения входных сопротивлений (или проводимостей) и др. параметров линии, в ф-ции ее длины

Лит.: 1) Зевеке Г. В. и Ионкин П. А., Основы электротехники, ч. 1—2, М., 1955; 2) Нейман Л. Р. и Калантаров П. Л., Теоретические основы электротехники, ч. 1—3, 5 изд., М., 1959; 3) Пиотровский Л. М., Электрические машины, М., 1949; 4) Линии передачи сантиметровых волн, пер с англ., т. 1, под ред. Г. А. Ремеза, М., 1951; 5) Атабеков Г. И., Теория линейных электрических цепей, М., 1960. *В. М. Лавров.*

КРУГОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ — см. *Эллиптическая поляризация.*

КРУГОВОЙ ПРОЦЕСС — термодинамич. процесс, в результате осуществления к-рого рабочее тело возвращается в первоначальное состояние. К. п. называется также циклом. Важным примером К. п. является *Карно цикл.*

Для осуществления К. п. необходимо наличие источников тепла различной темп-ры и рабочего тела. Рабочее тело, совершающее К. п., на одном его участке производит положительную работу за счет изменения своей внутренней энергии и тепла, полученного от внешних источников. На другом участке К. п. над рабочим телом совершается работа, к-рая частично идет на восстановление внутренней энергии рабочего тела. В результате совершения К. п. внутренняя энергия рабочего тела, так же как и все остальные параметры, принимает первоначальное значение.

Если в К. п. работа расширения больше работы сжатия, то такие К. п. называют прямыми (на термодинамич. диаграммах изображаются по часовой стрелке). Если же работа расширения меньше работы сжатия, то К. п. наз. обратными (изображаются против часовой стрелки). Разность подведенного и отведенного тепла, как это следует из первого начала термодинамики, равна разности работы расширения и работы сжатия.

К. п. может быть обратимым и необратимым. Обратимые К. п. могут быть изображены в термодинамич. диаграммах. Если обратимый К. п. изобразить в p, V диаграмме (p — давление, V — объем), то площадь внутри контура цикла будет равна суммарной работе за К. п. В T, S диаграмме (T — темп-ра, S — энтропия) площадь внутри контура цикла равна разности между подведенным и отведенным теплом.

В результате осуществления прямого К. п. тепло превращается в работу, а в обратных К. п. за счет затраты работы происходит перенос тепла от источников с меньшей темп-рой к более нагретым источникам. Т. о., с помощью прямых К. п. можно анализировать работу тепловых двигателей, а при помощи обратных К. п. — тепловых насосов и холодильных машин.

Лит.: Вукалович М. П. и Новиков Н. И., Техническая термодинамика, М., 1955.

КРУТИЗНА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ — параметр частотно-преобразовательных нелинейных приборов (обычно частотно-преобразовательных или смесительных электронных ламп, напр. *гептода* или *гексода*) $S_п$, показывающий амплитуду в *ма* переменной составляющей преобразованной частоты в выходном токе прибора при подаче на его вход синусоидального напряжения исходной частоты с амплитудой в 1 *в*. Выходной ток определяется в режиме короткого замыкания по преобразованной частоте.

Преобразование частоты частотно-преобразовательной лампой происходит в результате периодич. изменения крутизны ее характеристики S (см. *Параметры и характеристики электронных ламп*) под влиянием переменного напряжения *гетеродина*. Если S изменяется пропорционально напряжению гетеродина от 0 до макс. величины S_0, то $S_п = (1/4)S_0$.

К. п. характеризует эффективность прибора в процессе преобразования частоты радиосигнала, т. е. в процессе переноса спектра радиосигнала из одной области частот в другую, в частности, от несущей частоты к промежуточной частоте в супергетеродинных радиоприемниках (см. *Супергетеродин*).

Лит.: Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960. *М. Д. Карасев.*

КРУТИЗНА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАМПЫ — см. *Параметры и характеристики электронных ламп.*

КРУТИЛЬНЫЕ ВЕСЫ — см. *Кулона весы.*

КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ — один из возможных видов колебаний, возникающих в различных упругих системах, при к-рых отдельные элементы этих систем в процессе колебаний испытывают деформации *кручения.*

К наиболее распространенным в технике принадлежат К. к. различных валов со связанными с ними массами. В частности, К. к. испытывают коленчатые валы поршневых двигателей внутреннего сгорания, подвергающиеся действию периодически изменяющихся крутящих моментов, приложенных к каждому колену вала. В системе с прямым валом (напр., в турбовинтовом двигателе) К. к. вращающихся масс могут возбуждаться силами, действующими на винт или шестерни редуктора. Для расчета коленчатый вал заменяется эквивалентным ему прямолинейным валом с сосредоточенными массами, крутильные жесткости отдельных участков эквивалентного вала принимаются равными жесткостям соответствующих участков коленчатого вала. Массы, движущиеся поступательно (поршни) или имеющие одновременно поступатель-

ное и вращательное движение (шатуны), заменяются сосредоточенными динамически эквивалентными массами, движущимися только вращательно; эти приведенные массы находят, приравнивая кинетич. энергии действительных масс к кинетич. энергии сосредоточенных масс. Общее число сосредоточенных масс равно сумме числа колен коленчатого вала и числа расположенных на нем дополнительных масс—маховиков, пропеллеров, гребных винтов, крыльчаток, компрессоров и т. д. (см. рис. 1).

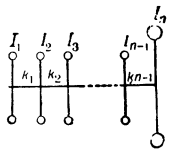


Рис. 1. Схема вала, представленная в виде системы с n сосредоточенными массами.

Свободные колебания такой системы (без учета заглушающих сил) описываются системой обыкновенных дифференциальных ур-ний 2-го порядка

$$I_1 \frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + k_1(\varphi_1 - \varphi_2) = 0,$$
$$I_2 \frac{d^2\varphi_2}{dt^2} - k_1(\varphi_1 - \varphi_2) + k_2(\varphi_2 - \varphi_3) = 0, \quad (1)$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$I_n \frac{d^2\varphi_n}{dt^2} - k_{n-1}(\varphi_{n-1} - \varphi_n) = 0.$$

где I_1, I_2, ..., I_n — моменты инерции приведенных масс; $k_1, k_2, \ldots, k_{n-1}$ — крутильные жесткости упругих участков; φ_1, φ_2, ..., φ_n — угловые перемещения масс при колебаниях. Собственные частоты определяются решением характеристического (частотного) ур-ния. Число собственных частот равно числу степеней свободы, т. е. для рассматриваемого случая n—1.

В связи с громоздкостью этого метода для систем с большим числом степеней свободы чаще пользуются различными приближенными методами, напр. решают задачу по методу остатков. Для значений ω, равных собственным частотам, сумма моментов сил инерции на валу двигателя при свободных колебаниях равна нулю:

$$I_1 \frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + I_2 \frac{d^2\varphi_2}{dt^2} + \ldots + I_n \frac{d^2\varphi_n}{dt^2} = 0. \quad (2)$$

Метод остатков состоит в последовательном вычислении этой суммы для различных значений ω. Построив кривую значений $\sum_{i=1}^{n} I_i \frac{d^2\varphi_i}{dt^2}$ в зависимости от ω, находят точки пересечения ее с осью абсцисс, дающие значения собственных частот (рис. 2).

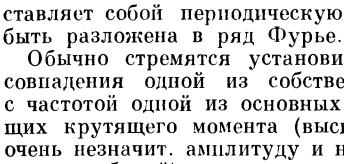


Рис. 2.

Из системы ур-ний (1) можно также определить форму колебаний, т. е. соотношения между амплитудами масс для каждой собственной частоты. В двигателях внутреннего сгорания возмущающий момент представляет собой периодическую ф-цию, к-рая может быть разложена в ряд Фурье.

Обычно стремятся установить, нет ли опасности совпадения одной из собственных частот системы с частотой одной из основных гармоник, составляющих крутящего момента (высшие гармоники имеют очень незначит. амплитуду и не могут вызвать больших колебаний), т. к. совпадение вызывает резонанс и возможную поломку благодаря большим динамич. напряжениям.

К. к. возникают в самых разнообразных упругих системах; в нек-рых случаях возможны совместные колебания с различными видами деформации элементов системы, напр. изгибно-крутильные колебания. Так, при определенных условиях полета под действием аэродинамич. сил иногда возникают самовозбуждающиеся изгибно-крутильные колебания крыла самолета (т. н. «флаттер»), к-рые могут вызвать разрушение крыла.

Лит.: 1) Терских В. П., Расчеты крутильных колебаний силовых установок, т. 3, М.—Л., 1954; 2) Ден-Гартог Д ж. П., Механические колебания, пер. с англ., М., 1960; 3) Расчеты на прочность в машиностроении, т. 3, М., 1959.

Н. Г. Горчаков

КРУЧЕНИЕ — деформация стержня, пластинки или оболочки под действием крутящих моментов, приложенных по концам стержня или по боковым граням пластинки и оболочки.

При К. прямого стержня (вала) с круглым сечением [1] его поперечные сечения остаются плоскими, а радиусы — прямыми. Поперечные сечения поворачиваются одно относительно другого на нек-рый угол φ, испытывая чистый сдвиг γ (рис. 1). При этом в них возникают касательные напряжения,

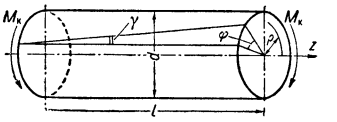


Рис. 1.

определяемые в пределах упругости ф-лой $\tau = M_к\rho / I_p$, где $M_к$ — крутящий момент, равный моменту внешних сил относительно оси стержня, расположенных по одну сторону от рассматриваемого сечения, $I_p = \int_F \rho^2 dF$ — полярный момент инерции круглого сечения, ρ — расстояние от центра тяжести сечения до точки, в к-рой определяются касательные напряжения. Наибольшие касательные напряжения возникают в крайних точках сечения при $\rho = d/2$ (d — диаметр круга). По закону взаимности такие же касательные напряжения действуют в продольных сечениях стержня, проходящих через его ось. В сечениях стержня, наклоненных к его оси, возникают также нормальные напряжения σ. Наибольшие из них действуют у поверхности стержня на площадках, под углом в 45° к образующей, и наз. главными напряжениями $\sigma_{1,3} = \pm\tau_{max} = M_к/W_p$, где W_p — полярный момент сопротивления. Угол закручивания φ на длине l стержня круглого сечения равен $\varphi = M_к l/GI_p$, где G — модуль упругости материала при сдвиге, а произведение GI_p — жесткость на К.: угол сдвига $\gamma = \tau/G$.

К. стержня некруглого поперечного сечения может быть свободным или стесненным. Свободным, или сен-венановым, наз. закручивание стержня концевыми парами, когда все его поперечные сечения свободно и одинаково депланируют (искривляются); нормальные напряжения там отсутствуют, а касательные напряжения одинаковы во всех сечениях.

При К. стержня прямоугольного сечения [3] наибольшие касательные напряжения возникают посередине длинных сторон прямоугольника (рис. 2) и выражаются ф-лой $\tau = M_к/\beta s\delta^2$, где s — длинная, δ — короткая стороны прямоугольника, а β — коэфф., зависящий от отношения s/δ. Для узкого прямоугольника ($s/\delta \geqslant 10$) величину β в расчетах принимают равной $^1/_3$. В открытых сечениях, состоящих из тонких прямоугольных полосок, а также в прокатных профилях жесткость на К. приближенно считают равной сумме жесткостей полос, из к-рых составлен профиль. Момент инерции при этом выражается ф-лой $I_d = {}^1/_3\alpha \sum s\delta^3$, где α — поправочный коэфф., зависящий от формы поперечного сечения.

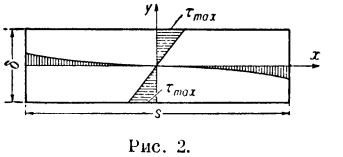


Рис. 2.

Стесненным (изгибным) К. наз. К. тонкостенного стержня [2], когда имеется препятствие к *депланации* одного или нескольких его сечений, напр. заделка концов. При этом возникает изгиб полосок профиля в их плоскости, вызывающий, кроме сен-венановых касательных напряжений, дополнительные нормальные и касательные напряжения (секториальные).

При свободном К. предельное состояние стержня любого сечения имеет аналогию с кучей песка [4]. Если принять идеализированную диаграмму напряжений — деформаций (см. *Идеально-пластическое тело*), то поверхность пластич. напряжений будет поверхностью с постоянным углом ската, к-рую нужно построить на поперечном сечении. Предельный крутящий момент равен удвоенному объему, ограниченному указанной поверхностью и плоскостью поперечного сечения, т. е.

$$M_{кт} = 2\int\int F(x, y)\, dx\, dy.$$

Предельный момент для брусьев: круглого сечения с радиусом r равен $M_{кт} = {}^2/_3 \tau_т \pi r^3$; прямоугольного сечения с размерами b и δ, где $b > \delta$, $M_{кт} = {}^1/_2 \tau_т \delta^2 (b - \delta/3)$ [5]; сечения в виде равностороннего треугольника со стороною a будет $M_{кт} = \tau_т a^3/12$, где $\tau_т$ — предел текучести при сдвиге.

Лит.: 1) Беляев Н. М., Сопротивление материалов, 7 изд., М. — Л., 1951; 2) Власов В. З., Тонкостенные упругие стержни, М., 1959; 3) Динник А. Н., Продольный изгиб. Кручение, М., 1955; 4) Надаи А., Пластичность и разрушение твердых тел, пер. с англ., М., 1954; 5) Стрельбицкая А. И., Исследование прочности тонкостенных стержней за пределом упругости, Киев, 1958.

А. И. Стрельбицкая.

КРЫЛО САМОЛЕТА (теория) — часть аэродинамики, в к-рой занимаются изучением силового взаимодействия между движущимся крылом и жидкостью или газом; делится на теорию крыла бесконечного и конечного размаха. В первом случае рассматривается обтекание крылового профиля плоским потоком. Подъемная сила, действующая на профиль, определяется по *Жуковского теореме*. В теории крыла конечного размаха учитываются не только геометрич. характеристики профиля, но и форма крыла в плане и местные геометрич. углы атаки. Задача расчета крыла самолета сводится к нахождению распределения *циркуляции* по размаху крыла. Влияние крыла на поток определяется вихревой его системой. Особенностью силового взаимодействия крыла конечного размаха с потоком является наличие *индуктивного сопротивления*. Теория крыла в дозвуковом потоке учитывает влияние сжимаемости газа на аэродинамич. характеристики сечений крыла и на скорости, индуцированные вихревой системой крыла.

КСЕНОН (Xenon) Xe — химич. элемент нулевой гр. периодич. системы Менделеева, инертный газ; п. н. 54, ат. в. 131,3. Природный К. состоит из смеси 9 стабильных изотопов, из к-рых наиболее распространены Xe^{129} (26,44%), Xe^{131} (21,18%), Xe^{132} (26,89%). Приведенные в скобках цифры относятся к образцу К. атмосферного происхождения. Изотопный состав К., выделенного из урановых минералов, иной, т. к. нек-рые изотопы К. образуются при делении U^{238} и U^{235}. Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов атомом К. 35 *барн*. В ядерном реакторе при делении U^{235} образуются изотопы К., из к-рых радиоактивный Xe^{135} является сильнейшим поглотителем тепловых нейтронов. Конфигурация внешних электронов атома $5s^25p^6$. Энергия ионизации в *эв*: ($Xe^0 \rightarrow Xe^+$) 12, 13; ($Xe^+ \rightarrow Xe^{2+}$) 21, 21; ($Xe^{2+} \rightarrow Xe^{3+}$) 32, 13; ($Xe^{3+} \rightarrow Xe^{4+}$) 46, 62. К. состоит из одноатомных молекул. Атомный радиус 2,18 Å. Плотность газа 5,851 *г/л* (при 0° и 760 *мм рт. ст.*). $t°_{пл}$ — 111,8° и $t°_{кип}$ —108,1° (760 *мм рт. ст.*). Теплота плавления 548,5 *кал/моль*. Теплота испарения (в точке кипения) 3020 *кал/моль*. Плотность жидкого К. (в точке кипения) 2,987 *г/см*^{3}, твердого (—140°) 2,7 *г/см*^{3}. $t°_{крит}$ 16,59°; $p_{крит}$ 60,16 *кг/см*^{2} и $d_{крит}$ 1,155 *кг/л*. Тройная точка: 161,36° К, 611 *мм рт. ст.*, плотность в тройной точке $d_{тв}$ 3,540 *г/см*^{3}, $d_ж$ 3,076 *г/см*^{3}.

Как и др. инертные газы, К. не вступает в обычные химич. реакции. Получен гидрат $Xe \cdot 6H_2O$ и нек-рые др. соединения, в к-рых связь осуществляется межмолекулярными силами. К. используют в электровакуумной технике и газосветных лампах.

КСЕРОГРАФИЯ — см. *Электрофотография*.

***К*-СЛОЙ** — ближайший к ядру слой электронов оболочки атома (состояние $1s_{1/2}$ в спектроскопич. обозначениях). *К*-с. заполняется двумя электронами соответственно двум значениям проекции полного момента количества движения (в данном случае — спина) $+{}^1/_2$ и $-{}^1/_2$. С наибольшей вероятностью *К*-электрон может быть обнаружен на расстоянии a_0/Z от ядра ($a_0 = 0{,}5292 \times 10^{-8}$ *см* — радиус первой боровской орбиты, eZ — заряд ядра). Из всех электронов атома *К*-электроны имеют наибольшую энергию связи E_K. В нерелятивистском приближении и без учета экранирования электрич. поля ядра электронами оболочки $E_K = {}^1/_2 \frac{e^2 Z^2}{a_0} = 13{,}6 Z^2 eV$. Энергии связи *К*-электрона для различных элементов приведены в [1, 2].

Лит.: 1) Зоммерфельд А., Строение атома и спектры, пер. с нем., ч. 1—2, М., 1956; 2) Вапстра А., Нийх Г. И., Ван Лишут Р., Таблицы по ядерной спектроскопии, пер. с англ., М., 1960.

М. А. Листенгартен.

***К*-СОСТОЯНИЕ** (по терминологии Томаса [1]) — своеобразное низкотемпературное состояние, обнаруживаемое во многих однофазных сплавах, к-рое характеризуется бо́льшим электросопротивлением, чем структуры, получающиеся при переохлаждении высокотемпературного состояния (путем закалки). Твердость, прочность, плотность, модуль упругости также повышены. *К*-с. при высоких темп-рах разрушается, т. е. возникает и исчезает обратимым путем.

К-с. было обнаружено в ряде сплавов двойных (Ni—Cr, Ni—Al, Ni—Mo, Fe—Al, Fe—Si), тройных (Ni—Cu—Zn, Fe—Al—Cr, Ni—Co—V, Ni—Fe—Mo, Fe—Ni—Nb) и более сложных (технические сплавы Н36ХТ, К40ХНМ, ЭИ—437, аустенитная сталь) и

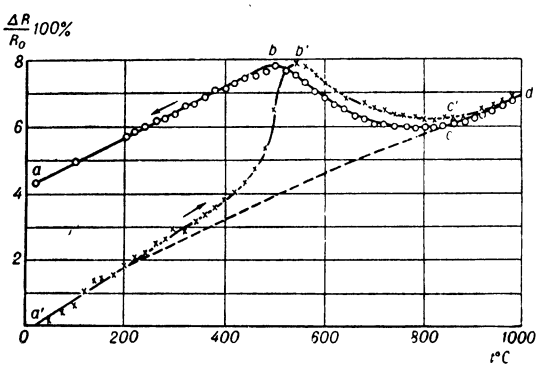


Рис. 1. Зависимость удельного электросопротивления нихрома 80/20 от температуры. *abcd* — в стабильном состоянии; *a'b'c'd* — после закалки; пунктирная линия — температурный фон.

др. В этих сплавах повышение электросопротивления (так же, как и других свойств) с темп-рой графически изображается не прямой линией, а характерной *S*-образной кривой (рис. 1). Как правило, указанные сплавы содержат переходные элементы. Они могут

быть ферромагнитными, с различной пространственной решеткой. В трехкомпонентных системах на базе упорядочивающихся двойных сплавов *К*-с. получается при условии, что при *легировании* двойного сплава он концентрационно разупорядочивается.

Изучение ряда сплавов [2] позволяет сформулировать отличительные признаки *К*-с.: 1) Установление *К*-с. осуществляется путем диффузии, как упорядочение или обычное старение. 2) Процесс идет внутри твердого раствора без выделения второй фазы с решеткой, отличной от решетки исходного раствора; в этом *К*-с. сходно с упорядочением. 3) Образование или исчезновение *К*-с. сопровождается, как и др. фазовые превращения, поглощением или выделением тепла, объемным эффектом, изменением твердости, прочности, упругих и других свойств. 4) Электросопротивление меняется противоположно изменению этого свойства при упорядочении. При образовании *К*-с. (при отжиге) электросопротивление увеличивается, а при его исчезновении (при закалке или наклепе) оно уменьшается. 5) Введение третьего компонента в бинарный сплав, склонный к упорядочению (напр., Mo, Cr и др. в Ni_3Fe), сначала подавляет упорядочение, а при увеличении концентрации благоприятствует установлению и сохранению *К*-с., что обнаруживается по изменению всех физич. свойств сплава. При этом признаки *К*-с. усиливаются при увеличении концентрации третьего компонента. Рассмотрение этих признаков показывает, что *К*-с. во многом сходно с упорядочением, но имеет и свои отличительные черты.

Изучение свойств сплавов типа нихрома (состава Ni_4Cr) показало, что образование *К*-с. в них идет

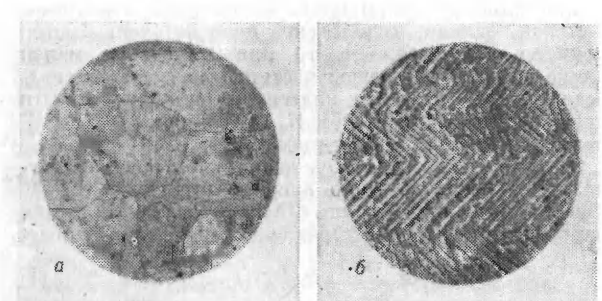


Рис. 2. Микроструктура нихрома 80/20: *а* — после закалки на неупорядоченный твердый раствор, *б* — после отжига на *К*-состояние.

с выделением тепла [3], период решетки при этом уменьшается [6], модули Юнга, сдвига, дебаевская характеристич. темп-ра [7], твердость [6] и удельное электросопротивление увеличиваются. Энергия активации образования *К*-с. ок. 50 000 *кал/моль* [6]. При его образовании возникает характерная микроструктура [6] (рис. 2, *а*, *б*).

На рентгенограммах отожженных сплавов состава Ni_2Cr были обнаружены сверхструктурные линии упорядоченной фазы; на рентгенограммах сплавов с 28% (проценты атомные) хрома выявляются дополнительные максимумы, к-рые приблизительно соответствуют положению узлов ромбич. решетки Ni_2Cr [8, 9]. По-видимому, появление *К*-с. в сплавах типа нихром, а также в Fe—Al, Fe—Si, Ni—Al, Ni—Mo тесно связано с локальным упорядочением. Объяснить наблюдаемое изменение свойств трехкомпонентных сплавов типа $A_3B + C$ можно, предположив, что *К*-с. в них заключается в сегрегации атомов третьего элемента по границам антифазных доменов. Зоны (домены), свободные от третьего элемента, упорядочиваются по типу A_3B.

С этой точки зрения можно рассматривать *К*-с. и в двухкомпонентных сплавах, состав к-рых не соответствует кристаллохимич. ф-ле полного упорядочения. Напр., сплаву Ni_4Cr (нихром 80/20) можно приписать упорядочение в малых областях по типу Ni_2Cr и сегрегацию избыточных атомов никеля у границ доменов упорядочения. Стремлением к упорядочению и сегрегации можно объяснить появление *К*-с. в сплавах сложного состава, в частности в аустенитных сталях.

Обратимость процессов возникновения и исчезновения *К*-с. по темп-ре с этой точки зрения следует рассматривать как результат обратимости процесса упорядочивания. Особенности атомного строения сплавов в *К*-с. непосредственно структурными методами не выявлены.

Лит.: 1) Thomas H., «Z. Metallkunde», 1950, Bd 41, № 6; 2) Лившиц Б. Г., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1957, т. 21, № 9; 3) Taylor A., Hinton K. G., «J. Inst. Metals», 1952, v. 81, p. 169; 4) Müller H. G. von, Schulze A., «Z. Metallkunde», 1957, Bd 48, H. 2; 5) Nordheim R., Grant N. J., «J. Inst. Metals», 1954, v. 82, p. 9; 6) Ибрагимов Ш. Ш. и Лившиц Б. Г., «Физ. металлов и металловедение», 1957, т. 4, вып. 2, с. 315; 7) Ильина В. А. [и др.], там же, 1957, т. 4, вып. 3, с. 417; 8) Багаряцкий Ю. А., Тяпкин Ю. Д., «ДАН СССР», 1958, т. 122, № 5, с. 806.

Б. Г. Лившиц.

КУБИК ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ — то же, что *Люммера—Бродхуна кубик*.

КУБИЧЕСКАЯ СИСТЕМА — одна из шести кристаллографич. систем, характеризуемая равенством периодов повторяемости $a = b = c$ по трем осям (рядам решетки) x, y, z, образующим между собой прямые углы $\alpha = \beta = \gamma = 90°$. В К. с. входит всего 15 *простых форм* кристаллов. Куб является возможной формой для всех кристаллов К. с. Кристаллы К. с. делятся на 5 *классов кристаллов*, каждый из к-рых имеет определенный символ и характеризуется специфич. набором элементов симметрии с обязательным присутствием $4L^3$. Название классов дается по главной форме с гранями общего положения. Из 14 решеток Браве к К. с. относятся три с ячейками в форме куба — простого, центрированного или с центрированными гранями. В К. с. входит всего 36 пространственных групп. В К. с. кристаллизуется около 9% изученных веществ, преимущественно вещества простейшего состава: чистые металлы, окислы, галогениды, сульфиды и др. Кристаллы К. с. ведут себя как тела, изотропные по отношению к тепловому расширению, всестороннему сжатию, тепло- и электропроводности, не обладают способностью двупреломления света. Кристаллы, относящиеся к классам 432 и 23, могут быть оптически активными, но удельное вращение у них по всем направлениям одинаково.

Лит.: 1) Болдырев А. К., Кристаллография, Л., 1930, с. 291; 2) Шубников А. В., Флинт Е. Е. и Бокий Г. Б., Основы кристаллографии, М. — Л., 1940, с. 109, 131 и гл. IV; 3) Попов Г. М., Шафрановский И. И., Кристаллография, 3 изд., М., 1955, с. 60, 91, 248; 4) Бокий Г. Б., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960, с. 40, 100.

А. В. Шубников.

КУЛОН — единица количества электричества в абсолютной практич. системе электрич. единиц, а также в системе МКСА. Сокращенные обозначения: *к* или *С* (ГОСТ 8033-56).

1 *к* равен количеству электричества, протекающему через поперечное сечение проводника в одну *сек* при неизменяющемся токе в 1 *а*. К. иногда наз. амперсекундой.

КУЛОНА ВЕСЫ (крутильные весы) — прибор для измерения малых электростатических, магнитных или гравитационных сил путем наблюдения вызванного ими закручивания тонкой нити. Впервые построены Ш. Кулоном (C. A. Coulomb) в 1784 г. для экспериментальной проверки закона взаимодействия одноименных точечных электрич.

зарядов. В 1798 г. Г. Кавендиш (H. Cavendish) использовал крутильные весы для гравитационных измерений. К. в. состоят из подвижной части в виде стеклянного стержня, подвешенного серединой на тонкой металлической или кварцевой нити. На одном конце стержня укреплен легкий металлический или позолоченный бузинный шарик; на другом — слюдяной диск, служащий противовесом и успокоителем. Шарик (напр., в случае измерения электрич. сил) взаимодействует с вносимым внутрь кожуха прибора заряженным шаром. Вначале шарик притягивается к шару, а затем, коснувшись его, отталкивается. Измерив угол отклонения стержня и зная модуль упругости нити C, определяют вращающий момент системы ($M = C\varphi$), а следовательно, и силу.

Принцип подвижной системы на тонкой упругой нити или ленте широко применяется в чувствит *электрометрах* и *гальванометрах*, а также в гравиметрич. приборах (напр., в гравитационных вариометрах).

Лит.: 1) Хвольсон О. Д., Курс физики, т. 1, 4, 5 изд., Берлин, 1923; 2) Müller—Pouillets, Lehrbuch der Physik und Meteorologie, 11 Aufl., Bd 4, Tl 1, Braunschweig, 1932.

Л. Н. Штейнгауз.

КУЛОНА ЗАКОН дает количественную характеристику силы взаимодействия между двумя точечными зарядами, т. е. между двумя электрич. заряженными телами, размеры к-рых малы по сравнению с расстоянием между ними. Установлен Ш. Кулоном (C. A. Coulomb) в 1785 г. Согласно К. з., два точечных заряда взаимодействуют друг с другом в вакууме с силой, пропорциональной произведению величин зарядов e_1e_2 и обратно пропорциональной квадрату расстояния R между ними, направленной по прямой, соединяющей заряды. При этом одноименные заряды отталкиваются, а разноименные — притягиваются. Математич. запись К. з. имеет вид:

$$\boldsymbol{F}_{12} = k\,\frac{e_1e_2}{R^2}\,\frac{\boldsymbol{R}_{12}}{R},$$

где k — коэфф пропорциональности, зависящий от выбора единиц (в абс. гауссовой системе $k = 1$); $\boldsymbol{F}_{12}$ — сила, действующая со стороны заряда e_1 на заряд e_2; направление вектора $\boldsymbol{R}_{12}$ соответствует порядку индексов. Если взаимодействующие заряды находятся в однородном диэлектрике с диэлектрич. проницаемостью ε, сила взаимодействия уменьшается в ε раз. Зависимость силы от величины зарядов может быть проверена сравнением результатов последовательных измерений попарных сил взаимодействия нескольких зарядов. Говоря об экспериментальном подтверждении К. з., следует различать: а) доказательство того, что показатель степени R равен точно 2 на больших макроскопич. расстояниях (было доказано, что отличие от значения 2 не превышает 10^{-9}); б) доказательство этого закона на субатомных расстояниях, где квантовые закономерности движения частиц и поля, вообще говоря, не позволяют пользоваться понятиями, на к-рых основан К. з. (положение частиц, сила). Из результатов рассеяния α-частиц следует, что в своей элементарной форме К. з. не нарушается вплоть до расстояния порядка 10^{-12} *см*. Для меньших расстояний (а для электронов и на больших расстояниях) К. з. следует рассматривать как один из элементов *квантовой электродинамики*, входящий в нее уже в существенно иной форме, учитывающей квантовую структуру как взаимодействующих частиц, так и поля. Справедливость квантовой электродинамики (а следовательно, и К. з.) на расстояниях меньших чем 10^{-13}—10^{-14} *см* представляет важную проблему современной физики. К. з. служит одним из экспериментальных оснований классич. теории поля. Его обобщение приводит к Гаусса теореме (интегральная форма К. з.) и ее дифференциальному аналогу — одному из *Максвелла уравнений* $\operatorname{div} \boldsymbol{D} = 4\pi\rho$, где $\boldsymbol{D}$ — вектор электрич. индукции, ρ — плотность распределения зарядов. На основании К. з. устанавливается также единица количества электричества.

Для движущихся зарядов К. з. обобщается Бройта формулой, определяющей потенциал взаимодействия V_{12}:

$$V_{12} = \frac{e_1e_2}{R}\left\{1 - \frac{1}{2c^2}\left[(\boldsymbol{v}_1\boldsymbol{v}_2) + (\boldsymbol{v}_1\boldsymbol{n})(\boldsymbol{v}_2\boldsymbol{n})\right]\right\},$$

где $\boldsymbol{r}_1$, $\boldsymbol{v}_2$—скорости зарядов, $R = |\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|$, $\boldsymbol{n}(t - R/c)$ — единичный вектор в направлении от первого заряда ко второму ($\boldsymbol{r}_1$, $\boldsymbol{r}_2$ — радиус-векторы зарядов e_1 и e_2, t — время, c — скорость света).

К. з. называют также магнитостатич. закон, выражающий силу взаимодействия двух магнитных полюсов: $\boldsymbol{F} = f\frac{m_1m_2}{\mu R^2}\frac{\boldsymbol{R}_{12}}{R}$; здесь f — коэфф. пропорциональности (вообще говоря, не совпадающий с k), m_1, m_2 — величины т. н. магнитных зарядов, μ — магнитная проницаемость среды, окружающей взаимодействующие полюса.

Лит.: 1) Абрагам — Беккер, Теория электричества, пер. с нем., т. 1, 2 изд., Л. — М., 1939, § 23; 2) Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957, гл. 1, § 1; 3) Ахиезер А. И. и Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959.

Г. В. Воскресенский

КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДРА — процесс, в к-ром переход ядра из основного состояния в возбужденное осуществляется в результате электромагнитного взаимодействия ядра с налетающей заряженной частицей. Из-за дальнодействующего характера кулоновских сил К. в. я. осуществляется даже при больших (сравнительно с размерами ядра) расстояниях между налетающей частицей и ядром. В принципе, задача о К. в. я. является квантовой. Так как, однако, кулоновское поле не очень быстро меняется с расстоянием, то при достаточно малой длине волны налетающей частицы оказывается справедливым т. н. квази-классич. приближение. Эти условия выполняются при К. в. я. тяжелыми частицами (протонами, α-частицами и др.).

Сечение процесса возбуждения электрич. квадрупольного перехода было впервые вычислено К. А. Тер-Мартиросяном [1] на основе классич. описания налетающей частицы. Выражение для сечения таково:

$$\sigma(E2) = \frac{m^2v_f^2}{Z_2^2e^2\hbar^2}\,B(E2)\uparrow f_{E2}(\eta_i, \xi). \qquad (1)$$

Здесь m — приведенная масса бомбардирующей частицы и ядра, v_f — относительная скорость частицы после столкновения, Z_2e — заряд ядра мишени, $B(E2)\uparrow$ — приведенная вероятность перехода из основного состояния в данное возбужденное (напомним, что через $E1$ обозначается электрич. дипольное излучение, $E2$ — электрич. квадрупольное, $M1$ — магнитное дипольное, $M2$ — магнитное квадрупольное и т. д.; подробнее см., напр., *Гамма-лучи*), $f_{E2}(\eta_i, \xi)$ — безразмерная функция, зависящая от двух безразмерных параметров η_i и ξ:

$$\eta_i = \frac{Z_1Z_2e^2}{\hbar v_i}, \qquad (2)$$

$$\xi = \eta_f - \eta_i = \frac{Z_1Z_2e^2}{\hbar}\left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i}\right), \qquad (3)$$

где v_i — относительная скорость частицы до столкновения, Z_1—заряд ее ядра. В обзоре [2] приведены таблицы и графики функции f_{E2}, вычисленные как в полуклассич. приближении ($\eta_i = \infty$), так и с помощью точных квантово-механич. расчетов. Практически в большинстве случаев $\eta_i \gg 5$; уже при $\eta_i = 5$ ошибка в значении f_{E2}, вычисленном классически, не превышает 2%.

Если энергия уровня (ΔE) много меньше энергии столкновения (E), то выражение для ξ приобретает вид:

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \frac{\Delta E}{E}. \quad (4)$$

В качестве бомбардирующих частиц при исследовании К. в. я. пользуются протонами [3], дейтронами, α-частицами [4] и более тяжелыми ионами, например N^{14}, Ne^{20}, Ne^{22}, S^{32} и Ar^{40}. Поскольку сечение $\sigma(E2)$ резко падает с ростом ΔE, для увеличения выхода при возбуждении уровней с большим ΔE необходимо увеличивать энергию бомбардирующих частиц. При этом их энергия становится сравнимой с энергией потенциального кулоновского барьера E_k и возникает интенсивный фон от ядерных реакций, особенно в случае мишеней из легких элементов. Одним из основных преимуществ применения тяжелых ионов является то, что вследствие меньшей проницаемости потенциального барьера относительная роль фона от ядерных реакций значительно ослабляется. Применение тяжелых ионов в некоторых случаях позволяет исследовать возбуждение уровней в налетающих на мишень ядрах. Так были получены значения $B(E2)\uparrow$ для первых возбужденных уровней Ne^{20}, Ne^{21} и Ne^{22} [5, 6].

Хотя значения $\sigma(E\lambda)$ при $\lambda > 2$ малы [2], возбуждение соответствующих переходов возможно в результате многократного кулоновского процесса. Теория многократного К. в. я. в приближении $\xi = 0$ развита в работе [7]. Вероятность такого процесса растет с энергией и массой бомбардирующей частицы. В большинстве экспериментальных исследований К. в. я. использовались протоны и α-частицы, ускоренные в электростатич. ускорителе, который обеспечивает большую энергетич. однородность ускоряемых частиц. Однако до недавнего времени энергия частиц, ускоренных в таком ускорителе, не превышала 6 *Мэв* для протонов и 10 *Мэв* для ионов He^{++}. Применение циклотрона [8] позволило повысить энергию α-частиц до 15 *Мэв* и получить ионы азота с энергией в диапазоне 11—55 *Мэв*. Это дало возможность распространить исследования К. в. я. на большое число ядер, возбужденные уровни к-рых характеризуются большими значениями ΔE или малыми значениями $B(E2)\uparrow$.

Измерение сечения К. в. я. производится либо путем детектирования неупруго рассеянных бомбардирующих частиц, либо путем детектирования γ-излучения, испускаемого при разрядке возбуждения ядра. В нек-рых случаях (кулоновское возбуждение тяжелых ядер, малые значения ΔE) вместо γ-квантов детектировали конверсионные электроны. Наибольшее распространение получили работы, в к-рых детектируются γ-кванты. В этом случае могут применяться толстые мишени и сравнительно простые (сцинтилляционные) γ-спектрометры, обладающие высокой эффективностью регистрации γ-квантов.

В экспериментальных исследованиях К. в. я. удалось возбудить более 250 ядерных уровней в более чем 180 стабильных ядрах, причем $\sim 1/3$ этих уровней ранее не была известна. Энергия возбуждения уровней в большинстве случаев не превышает 1 *Мэв*, однако в последнее время, главным образом в работах с тяжелыми ионами, отмечается все большее число случаев возбуждения уровней с $E \sim 1$—2 *Мэв*.

Измерение абс. значения сечения К. в. я. позволяет на основании ф-лы (1) определить значение $B(E2)\uparrow$. Парциальное время жизни τ ($E2$) по отношению к испусканию γ-квантов $E2$-излучения определяется по ф-ле:

$$1/\tau(E2) = 1{,}23 \cdot 10^{-2} (\Delta E)^5 \cdot B(E2)\uparrow \frac{2I_i+1}{2I_f+1}. \quad (5)$$

Здесь ΔE — в *кэв*, $B(E2)\uparrow$ — в единицах $e^2 \cdot 10^{-48}$ *см*^{2}. I_i и I_f — спины начального и конечного состояния ядра. Если известна доля распадов, идущих путем внутренней конверсии, и величина δ^2 — отношение интенсивностей переходов $E2$ и $M1$ (в тех случаях, когда разрядка возбуждения может осуществляться путем смешанных переходов), то можно вычислить также полное время жизни уровня (τ).

Так как в подавляющем большинстве случаев возбуждаются переходы типа $E2$, можно указать четность и пределы значений спина возбужденного состояния ядра, если известны спин и четность основного состояния: четность состояния сохраняется, а спин I_f удовлетворяет условию: $I_i - 2 \leqslant I_f \leqslant I_i + 2$. Более детальные сведения о значениях I_i и I_f и величине δ^2 могут быть получены из опытов, в к-рых измеряется угловое распределение γ-квантов при К. в. я. или исследуется их поляризация [9] По величине δ^2 можно наряду с $B(E2)\uparrow$ определить и $B(M1)\uparrow$. Для многих возбужденных уровней ядер известны значения τ, полученные, напр., в опытах по резонансному рассеянию γ-квантов, и, одновременно, значения τ ($E2$), полученные при исследовании К. в. я. Это дает возможность вычислить τ ($M1$) и связанную с ним величину $B(M1)\uparrow$.

Т. о., в результате исследования К. в. я. удается определить энергию возбужденного уровня, его спин и четность, характер и коэффициент смеси γ-излучений, испускаемых при разрядке возбуждения, $B(E2)\uparrow$ и $B(M1)\uparrow$ и соответствующие им $\tau(E2)$ и $\tau(M1)$. В нек-рых случаях теория позволяет на основании данных, полученных при исследовании К. в. я., определить ряд других ядерных параметров. Так, для ротационных состояний теория дает связи между значениями $B(E2)\uparrow$ и Q_0 — собственного электрического квадрупольного момента ядра; последний, в свою очередь, связан с параметром деформации ядра (β). Опыты по К. в. я. позволили вычислить таким путем значения Q_0, β и других параметров, характеризующих ротационные состояния ядра, к-рые наблюдаются в ядрах с большой равновесной деформацией.

Кулоновское возбуждение ядра с помощью электронов. Исследования К. в. я. с помощью электронов и ионов в известной степени дополняют друг друга. С помощью электронов легче исследовать высоковозбужденные уровни в легких ядрах; исследование уровней с $\Delta E < 100$ *кэв* с помощью электронов затруднено тем, что при большой энергии электронов (100—200 *Мэв*) трудно получить достаточное энергетич. разрешение аппаратуры. При К. в. я. с помощью электронов, в отличие от случая работы с ионами, наряду с возбуждением переходов типа $E2$ наблюдалось возбуждение переходов типа $E0$ и $E3$ [10]. В опытах по К. в. я. при помощи электронов не удается получить столь же высокую точность в определении величины $B(E\lambda)\uparrow$, как в работах с ионами. Экспериментальные исследования К. в. я. при помощи электронов пока не получили широкого распространения.

Подробные обзоры теоретических и экспериментальных исследований К. в. я. приводятся в работах [2, 11, 12].

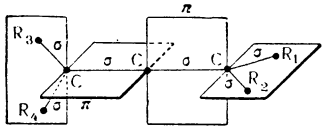
Лит.: 1) Тер-Мартиросян К. А., «ЖЭТФ», 1952, т. 22, вып. 3, с. 284; 2) Альдер К. [и др.], в сб.: Деформация атомных ядер, пер. с англ., М., 1958, с. 9; 3) Алхазов Д. Г., Гринберг А. П., Лемберг И. Х., Рождественский В. В., «ЖЭТФ», 1959, т. 36, вып. 1, с. 322; 4) Андреев Д. С., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., «Изв. АН СССР. Сер. физическая», 1960, т. 24, № 12, с. 1478; 5) Алхазов Д. Г., Гринберг А. П., Гусинский Г. М., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., «ЖЭТФ», 1959, т. 37, вып. 6 (12), с. 1530; 6) Huus T., Zupančič Čr., «Mat.-fys. Medd. Kgl. danske vid. selskab», 1953, bd 28, № 1; 7) Temmer G. M., Heydenburg N. P., «Phys. Rev.», 1956, v. 104, № 4, p. 967; 8) Alder K., Winther A., «Mat.-fys. Medd. Kgl. danske vid. selskab», 1960, v. 32, № 8; 9) McGowan F. K., Stelson P. H.,

«Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 3, p. 901; 10) Helm R. H., там же, 1956, v. 104, № 5, p. 1466; 11) Heydenburg N. P., Temmer G. M., «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1956, v. 6, p. 77; 12) Huby R., «Rept. Prog. Phys.», 1958, v. 21, p. 59. *А. П. Гринберг, И. Х. Лемберг.*

КУМЕТР (*Q*-метр) — прибор для измерения добротности Q контуров; широко применяется в лабораторной и заводской практике для измерения индуктивностей катушек, емкостей конденсаторов и параметров диэлектриков (подробнее см. *Диэлектрические измерения*). Промышленные приборы работают в диапазоне частот от 50 *кгц* до 200 *Мгц*; диапазон измерения Q простирается от 25 до 625, емкости от 30 до 450 микромикрофарад, индуктивности от 0,1 микрогенри до 100 миллигенри. Точность измерений Q составляет 1—10%, точность измерений емкости — порядка 1%.

Лит.: 1) Термен Ф. и Петтит Дж., Измерительная техника в электронике, пер. с англ., М., 1955, с. 86—87. *А. Н. Губкин.*

КУМУЛИРОВАННЫЕ СВЯЗИ — две двойные связи, образованные одним атомом углерода: Под К. с. обычно подразумевают группировку $>C=C=C<$, встречающуюся в органич. соединениях — производных углеводорода аллена $H_2C=C=CH_2$. К. с. состоит из двух *сигма-связей* и двух *пи-связей*; σ-связи образуются двумя атомными орбитами атома С в состоянии гибридизации *sp*, и поэтому группировка С—С—С линейна; π-связи образуются двумя *p*-орбитами, так что плоскости этих π-связей взаимно-перпендикулярны. Поэтому в молекулах типа $R_1R_2C=C=CR_3R_4$ (рис.) группы R_1R_2C и CR_3R_4 лежат во взаимно-перпендикулярных плоскостях и их взаимное вращение сильно заторможено. В случае различных заместителей R_1, R_2, R_3 и R_4 молекула алленового производного должна существовать в виде двух т. н. энантиоморфных структур, отвечающих предмету и его зеркальному изображению. Это случай оптической изомерии без асимметрич. атома углерода, обусловленной асимметрией всей молекулы в целом. Конфигурация σ- и π-связей, аналогичная алленовой, встречается и в др. молекулах $X=C=Y$, напр. $O=C=O$ или $H_2C=C=O$.



Е. М. Шусторович.

КУМУЛЯТИВНЫЙ ЭФФЕКТ (кумуляция) — существенное повышение местного (пробивного, дробящего) действия взрыва заряда взрывчатых веществ (ВВ) в определенном направлении. К. э. достигается применением т. н. кумулятивных зарядов, у которых на конце, противоположном месту установки детонатора, сделаны выемки той или иной формы (полусфера, конус, параболоид и т. п.); К. э. во много раз увеличивается, если поверхность выемки покрыта тонкой (1—2 *мм*) металлич. облицовкой (рис. 1). К. э. связан с существенным уплотнением продуктов детонации, ростом давления в них, а также со значит. увеличением плотности энергии как в разлетающихся продуктах детонации, так и в возникающих при взрыве ударных волнах.

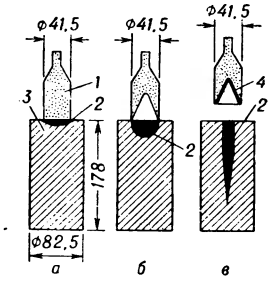


Рис. 1. Действие сплошного заряда (*а*), заряда с кумулятивной выемкой (*б*) и с кумулятивной выемкой, облицованной металлом (*в*), на стальную подставку. ВВ — пентолит (сплав тротила и тэна), вес заряда 150 *г*, размеры — в *мм*: *1* — заряд, *2* — вмятина, образованная взрывом, *3* — подставка, *4* — облицовка.

Продукты детонации кумулятивного заряда при истечении через поверхность не облицованной металлом выемки преломляются, образуя сходящуюся вдоль оси выемки кумулятивную струю (рис. 2), обладающую по сравнению с разлетающимися продуктами детонации обычного заряда повышенными скоростью и плотностью энергии, а следовательно, и более сильным местным разрушительным действием. Наибольшее уплотнение кумулятивной струи наблюдается на расстоянии F от основания выемки, в т. н. кумулятивном фокусе. Фокусное расстояние зависит от формы выемки, увеличиваясь с уменьшением ее кривизны, и от скорости детонации ВВ заряда. Кумулятивная струя образуется из нек-рой доли заряда, прилегающей к поверхности выемки,— т. н. активной части, величина к-рой пропорциональна кубу калибра d_3 заряда и в современных кумулятивных зарядах составляет 10—25% от их общего веса. С увеличением калибра заряда и диаметра основания активная часть и пробивная способность кумулятивного заряда существенно возрастают. Оптимальная длина заряда $H_{пр}=d_3+h$, где h — высота выемки. Облицовка выемки металлом приводит к резкому увеличению К.э., что связано с повышением плотности энергии в кумулятивной струе. Под воздействием продуктов детонации облицовка обжимается и последовательно (от вершины к основанию) захлопывается (смыкается), образуя тонкую (1,5—3,0 *мм*) металлич. струю (рис. 3), в к-рой концентрируется основная часть энергии активной части кумулятивного заряда. В струю переходит 6—11% облицовки, остальная часть в результате обжатия превращается в т. н. пест, не принимающий участия в К. э. Как видно из рис. 3, кумулятивная струя в процессе формирования и развития отрывается от песта и заметно растягивается. Это объясняется наличием вдоль струи градиентов скорости, вызванных тем, что сообщаемый при детонации единице поверхности облицовки удельный импульс убывает от вершины облицовки к ее основанию. Для зарядов с конич. выемкой, облицованной сталью, скорость головной части кумулятивной струи составляет ок. 7,0—7,5 тыс. *м/сек*, скорость песта и хвостовой части — ок. 500—1000 *м/сек*. Чем больше удлинение струи до нарушения сплошности, тем выше пробивное действие заряда. Гидродинамич. теория К. э. разработана

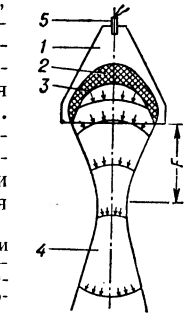


Рис. 2. Формирование кумулятивной струи в заряде с необлицованной выемкой: *1* — заряд, *2* — активная часть заряда, *3* — выемка, *4* — кумулятивная струя, *5* — детонатор, *F* — фокусное расстояние.

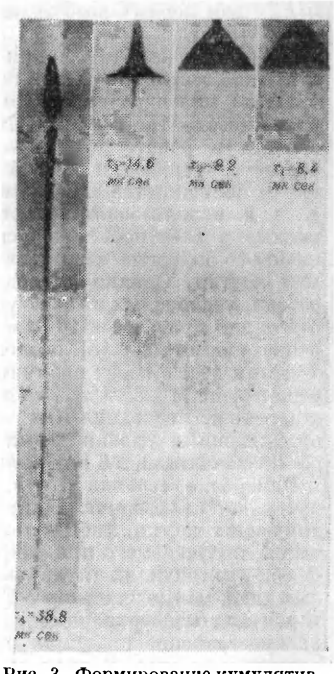


Рис. 3. Формирование кумулятивной струи при обжатии конической облицовки (импульсная рентгеносъемка, выдержка 10^{-6} *сек*). Скорость головной части струи 7400 *м/сек*, τ_i — время от начала детонации заряда.

М. А. Лаврентьевым [2]; дальнейшую ее разработку см. [1]. Теория сводится к рассмотрению задачи о соударении двух струй осесимметричного потока идеальной жидкости; прочностными силами материала облицовки в процессе ее захлопывания обоснованно пренебрегается. Масса m и скорость v кумулятивной струи определяются соотношениями $m = m_0\sin^2(\alpha/2)$, $v = v_0/\mathrm{tg}(\alpha/2)$, где m_0 — масса облицовки, v_0 — скорость ее захлопывания, α — половинный угол выемки.

Механизм пробивного действия кумулятивной струи аналогичен прониканию жидкой струи в жидкость. Скорость $u_{\text{бр}}$ и глубина $L_{\text{бр}}$ внедрения струи в преграду определяются соотношениями $u_{\text{бр}} = v/(\sqrt{\rho_2/\rho_1}+1)$, $L_{\text{бр}} = l_{\text{эф}}\sqrt{\rho_1/\rho_2}$, где ρ_1 и ρ_2 — плотности материала струи и преграды, $l_{\text{эф}} = \psi l_0$ — т. н. эффективная длина струи (l_0 — нач. длина струи, приблизительно равная длине образующей выемки, ψ — коэфф. предельного растяжения струи, при к-ром она еще сохраняет свою сплошность). Бронепробивная способность современных кумулятивных зарядов с конич. облицовкой из стали или меди достигает 5—6 калибров заряда.

Сверхскоростная кумуляция. К. э. применяется для получения газовых и металлич. струй, движущихся со скоростями порядка многих десятков *км/сек*. Такие скорости практически реализуются при осуществлении цилиндрич. кумуляции (рис. 4). Захлопывание цилиндрич. облицовки вследствие неодновременного подхода детонационных волн к различным ее элементам происходит под нек-рым малым углом α, возрастающим по мере продвижения детонационной волны вдоль заряда. Регулируя (введением внутрь заряда специально подобранных линз из инертного материала или другого ВВ) время подхода детонационной волны к соответствующим элементам заряда, можно, изменяя угол α, обеспечить заданное распределение скоростей в кумулятивной струе при возможно большей скорости ее головной части. Так, применение облицовки из бериллия позволило получить скорость кумулятивной струи 90 *км/сек*. При ударе такой струи о преграду возникают чрезвычайно высокие давления (порядка 10^8 *кг/см*^{2}) и темп-ры (порядка 10^5°K), при к-рых материал струи ведет себя как вырожденный электронный газ. Получение столь высоких давлений и темп-р представляет большой интерес для экспериментальной физики.

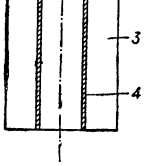


Рис. 4. Цилиндрический кумулятивный заряд: *1*—детонатор, *2*— массивная линза, *3*— заряд ВВ, *4*— кумулятивная облицовка.

Лит.: 1) Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И., Физика взрыва, М., 1959; 2) Лаврентьев М. А., Кумулятивный заряд и принципы его работы, «Успехи математических наук», 1957, т. 12, вып. 4; 3) Покровский Г. И., Федоров И. С., Действие удара и взрыва в деформируемых средах, М., 1957; 4) Андреев К. К., Беляев А. Ф., Теория взрывчатых веществ, М., 1960.

Ф. А. Баум.

КУНДТА ПЫЛЕВЫЕ ФИГУРЫ — расположение легких телец (пыль, пробковые опилки, ликоподий и т. п.) в стоячей звуковой волне большой амплитуды. При достаточно больших интенсивностях в стоячих звуковых волнах наблюдаются течения, перемещающие порошок к узлам скорости. А. Кундт (1866 г.) [1] использовал это обстоятельство для установления длины звуковой волны, а следовательно, и для определения скорости звука. Объяснение возникающих здесь течений дано в общих чертах еще Релеем [2]; позднее Андраде [4] дал полный расчет и экспериментальное исследование; расчет основывается на учете нелинейных членов 2-го порядка по отношению к членам линейной акустики. Общая теория акустич. течений дана Эккартом [3].

Ныне способ измерения скорости звука по расположению пылевых фигур вышел из употребления.

Лит.: 1) Kundt A., «Ann. Physik und Chemie», 1868, Bd 134 (14), S. 563; 2) Стретт Дж. В. (Рэлей), Теория звука, пер. с англ., т. 2, 2 изд., М., 1955, § 260; 3) Eckart C., «Phys. Rev.», ser. 2, 1948, v. 73, № 1; 4) Andrade E. N. d a C., «Proc. Roy. Soc. A», 1931, v. 134, № A 824, p. 445.

КУНИКО — сплавы системы Cu—Ni—Co для постоянных магнитов. Кунико 1 содержит 29% Co, 21% Ni и 50% Cu, имеет коэрцитивную силу $H_c = 660$ *э*, остаточную индукцию $B_r = 3400$ *гс*, максимальную магнитную энергию $(BH)_{\max} = 0{,}8\cdot10^6$ *гс·э*. Кунико 2 содержит 41% Co, 24% Ni и 35% Cu, имеет $H_c = 450$ *э*, $B_r = 5300$ *гс*, $(BH)_{\max} = 1{,}0\cdot10^6$ *гс·э*. Термообработка заключается в закалке от 1100° С и отпуске при 625°. Возможны холодная прокатка, обработка резанием, штамповка.

Лит.: 1) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956, с. 420, 221, 659; 2) Займовский А. С., Чудновская Л. А., Магнитные материалы, 3 изд., М., 1957.

Я. С. Шур, М. Г. Лужинская.

КУНИФЕ — сплавы на основе системы Cu—Ni—Fe для постоянных магнитов. Кунифе 1 (магнитофлекс) содержит 20% Fe, 20% Ni и 60% Cu, имеет коэрцитивную силу $H_c = 450$—500 *э*, остаточную индукцию $B_r = 5000$—5500 *гс* и максимальную магнитную энергию $(BH)_{\max} = 1{,}6$—$1{,}3\cdot10^6$ *гс·э*. Кунифе 2 содержит 27,5% Fe, 2,5% Co, 20% Ni и 50% Cu, имеет $H_c = 260$ *э*, $B_r = 7300$ *гс*, $(BH)_{\max} = 0{,}8\cdot10^6$ *гс·э*. Обработка заключается в закалке от температуры выше 1000°С, отпуске при 700°, холодной деформации с большой степенью обжатия, отпуске при 600—650°. Существуют другие варианты составов и термообработок, дающие другие соотношения магнитных характеристик. Деформация приводит к анизотропии магнитных свойств, не исчезающей после термообработки. Вдоль направления прокатки или волочения свойства лучше, чем в перпендикулярном направлении. Сплавы К. пластичны, имеют малую твердость. Возможно получение тонкой ленты, проволоки, штамповка и резка в состоянии с оптимальными свойствами.

Лит.: 1) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956, с. 36, 315, 318; 2) Займовский А. С., Чудновская Л. А., Магнитные материалы, 3 изд., М., 1957.

Я. С. Шур, М. Г. Лужинская.

КУПЕРА ЭФФЕКТ — образование связанных электронных пар в нек-рых металлах; основная причина *сверхпроводимости*. Открыт Л. Купером в 1956 г. [1]. Электроны валентных оболочек атомов металла представляют собой *Ферми жидкость*, т. е. систему Ферми частиц, взаимодействующих между собой и с ионами решетки. Согласно теории Ферми жидкости [2], эта система обладает спектром элементарных возбуждений типа Ферми, к-рый весьма близок к спектру возбуждений идеального Ферми газа. Это дает возможность изучать свойства Ферми жидкости с помощью модели газа *квазичастиц*, обладающего тем же спектром элементарных возбуждений (в области малых энергий), что и рассматриваемая жидкость. Однако, в отличие от газа, возбуждения в Ферми жидкости взаимодействуют между собой. Следствием этого взаимодействия является, в частности, и сверхпроводимость.

Можно показать, что в идеальном Ферми газе сверхпроводимость невозможна. Т. к. сверхпроводимость есть не что иное, как *сверхтекучесть* заряженной жидкости, то можно воспользоваться критерием сверхтекучести $v < \min[\varepsilon(p)/p]$, где v — скорость движения, $\varepsilon(p)$ и p — энергия и импульс элементарного возбуждения. В рассматриваемом случае энергия $\varepsilon(p)$ может быть сколь угодно малой. При этом импульс p будет близок к граничному импульсу Ферми

p_F. Отсюда следует, что сверхтекучесть нарушается при любом движении Ферми газа.

Для возникновения сверхтекучести (сверхпроводимости) должен существовать механизм, к-рый приводит к «спариванию» квазичастиц. При этом фермиевские элементарные возбуждения обязательно будут обладать конечной энергией (большей энергии связи пары), а потому сверхтекучесть (сверхпроводимость) оказывается возможной. Наличие возбуждений бозевского типа со сколь угодно малой энергией не препятствует сверхтекучести.

Л. Купер [1] показал, что для образования пары из квазичастиц Ферми жидкости достаточно сколь угодно слабого притяжения между квазичастицами. В металлах взаимодействие между квазичастицами электронной жидкости (мы будем дальше называть их просто электронами) имеет двоякую природу. Во-первых, это кулоновское отталкивание. На расстояниях, бо́льших по сравнению с межатомными, это взаимодействие экранируется другими зарядами. Во-вторых, как показал Г. Фрелих [3], между электронами действуют силы притяжения, связанные с возможностью обмена виртуальными *фононами* — квантами колебаний решетки. Эти силы имеют более сложный характер, в частности они являются запаздывающими. Соотношение этих двух сил и определяет, будет ли металл сверхпроводником.

Для демонстрации эффекта «спаривания» Купер рассмотрел *Шредингера уравнения* для пары при наличии фрелиховского притяжения между электронами. Взаимодействие предполагалось слабым.

Будучи бозевской частицей, пара в основном состоянии имеет импульс, равный нулю. Поэтому ее волновая ф-ция может быть представлена как суперпозиция произведений волновых ф-ций пар свободных квазичастиц с противоположными и равными по абс. величине импульсами. Такие произведения, очевидно, ортогональны и для рассматриваемого случая образуют полную систему. В простейшей модели орбитальный и спиновый моменты пары равны нулю.

Решая ур-ния для амплитуд разложения ф-ции пары по этим произведениям, можно получить энергию связи пары 2Δ, где $\Delta = \hbar\omega_D \exp\{-4\pi^2\hbar^3 v/U p_F\}$; ω_D — дебаевская частота, U — константа, характеризующая Фрелиховское притяжение электронов, $2\pi\hbar$ — постоянная Планка, v — скорость квазичастиц с импульсом p_F.

Интересно отметить, что в суперпозиции ф-ции свободных пар, образующих истинную волновую ф-цию пары, участвуют только электронные импульсы вблизи Ферми границы $|\varepsilon_p - \varepsilon_F| \leqslant \hbar\omega_D$.

Таким же образом можно рассмотреть пары с импульсом, не равным нулю. Энергия связи уменьшается с ростом импульса. Она уменьшается также при повышении темп-ры и обращается в нуль при темп-ре, равной критической.

Заключение о том, что спин и орбитальный момент куперовской пары равны нулю, является исключительно свойством рассмотренной модели. Сам К. э. связан только со знаком взаимодействия квазичастиц. Более того, если амплитуда рассеяния квазичастиц, разложенная по полиномам Лежандра [$f(\Theta) = \sum_l f_l P_l(\cos\Theta)$], имеет хотя бы один отрицательный коэфф., то К. э. будет иметь место, причем образующиеся пары будут обладать орбитальным моментом, соответствующим номеру коэфф. l, и спином, равным нулю при четном l и единице при нечетном.

К. э. может иметь место не только в металлах. Теоретич. расчет [4] показывает, что он существует у жидкого He^3 (критич. темп-ра должна находиться в диапазоне от 10^{-2} до 10^{-4}° К). К. э. играет существенную роль в определении свойств атомных ядер (напр., моментов инерции несферических ядер [5]).

Лит.: 1) Cooper L. N., «Phys. Rev.», 1956, v. 104, № 4, p. 1189; 2) Ландау Л. Д., «ЖЭТФ», 1956, т. 30, вып. 6, 1058; 3) Fröhlich H., «Proc. Roy. Soc. A», 1952, v. 215, № 1122, p. 291; 4) Питаевский Л. П., «ЖЭТФ», 1959, т. 37, вып. 6 (12), с. 1794; 5) Мигдал А. Б., там же, 1959, т. 37, вып. 1 (7), с. 249; 6) Теория сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1960. *А. А. Абрикосов*

К-ЭФФЕКТ (в астрономии) — наблюдаемая в звездном мире закономерность, заключающаяся в том, что средняя величина лучевых скоростей ярких звезд спектральных классов О и В отлична от нуля. Средняя величина лучевых скоростей 132 звезд 4—5 видимой звездной величины спектральных классов О—В2 составляет $(+6{,}2 \pm 0{,}7)$ *км/сек*, а 355 звезд спектральных классов В3—В5 — $(+4{,}6 \pm 0{,}7)$ *км/сек*. Часть К-эффекта, составляющая $+1{,}4$ *км/сек*, объясняется *красным смещением* спектральных линий, обусловленным полем тяготения звезд. Остальная же часть К-эффекта может быть объяснена лишь реальным расширением системы близких к нам звезд спектральных классов О и В или существованием движущихся потоков ярких звезд этих спектральных классов в отдельных участках неба. Слабые звезды спектральных классов О и В и звезды других спектральных классов К-эффекта не обнаруживают. *Т. А. Агекян*

КЮРИ — единица активности радиоактивных изотопов. Согласно ГОСТу 8848—58, кюри определяется как активность препарата данного изотопа, в к-ром происходит $3{,}700 \cdot 10^{10}$ актов распада в секунду. Дробные единицы: милликюри (*мкюри*), микрокюри (*мккюри*) и микромикрокюри (*мкмккюри*); кратные единицы: килокюри (*ккюри*) и мегакюри (*Мкюри*).

КЮРИ ГРАФИК — то же, что график Ферми; подробнее см. *Бета-распад*.

КЮРИ ЗАКОН — температурная зависимость магнитной восприимчивости χ вида $\chi = C/T$ (C — константа данного вещества), открытая в 1895 г. П. Кюри (P. Curie) у некоторых парамагнитных веществ (напр., газообразный кислород). Аналогичная зависимость диэлектрич. проницаемости нек-рых веществ была обнаружена П. Дебаем в 1912 г. К этой темп-рной зависимости приводит теоретич. рассмотрение поведения газа, молекулы к-рого обладают постоянным дипольным магнитным (или электрич.) моментом во внешнем магнитном (соответственно электрич.) поле, если и энергия диполя во внешнем поле, и энергия взаимодействия диполей друг с другом ничтожно малы по сравнению со средней энергией теплового движения молекул (П. Ланжевен, 1905 г.). Пусть в газе, содержащем N молекул в единице объема, каждая молекула обладает магнитным моментом p. Тогда энергия W молекулы в поле H равна $W = -p\cos\varphi$ (где φ — угол между направлением оси диполя и направлением поля H). Намагниченность, вызываемая полем H, равна $M = Np\overline{\cos\varphi}$, где $\overline{\cos\varphi}$ — среднее значение $\cos\varphi$ при тепловом равновесии. Статистический расчет приводит к $\overline{\cos\varphi} = L(a)$, где $L(a)$ — функция Ланжевена, а $a = pH/kT$ (k — постоянная Больцмана). При $pH \ll kT$

$$L(a) \approx \frac{a}{3} = pH/3kT, \quad M = Np^2H/3kT \text{ и}$$

$$\chi = M/H = Np^2/3kT = C/T,$$

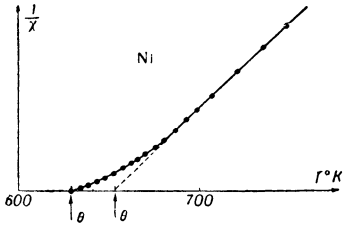
где $C = Np^2/3k$ — т. н. постоянная Кюри, к-рая становится ф-цией темп-ры, если молекула может находиться в различных состояниях с различными p и распределение молекул по этим состояниям зависит от темп-ры (это наблюдается, напр., в газообразном NO). К. з. подчиняются газообразный (парамагнитный) O_2, разбавленные жидкие растворы парамагнитных солей и нек-рые парамагнитные соли в кристаллич. состоянии, в к-рых между ионами — носителями магнитного момента p — расположены препятствую-

щие их непосредственному взаимодействию, лишенные момента группы атомов (напр., молекулы кристаллизационной воды, аммиака и т. п.). При очень низких темп-рах неизбежны отступления от К. з.

В электрич. поле К. з. подчиняются дипольные диэлектрики в газообразном состоянии, а также в жидких растворах при отсутствии ассоциации. В твердых дипольных диэлектриках К. з. не имеет места.

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме, М. — Л., 1952; 2) Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М. — Л., 1955; 3) Дебай П., Полярные молекулы, пер. с нем., М — Л., 1931; 4) Дебай П. и Закк Г., Теория электрических свойств молекул, пер с нем., М. — Л., 1936. *Я. Г. Дорфман.*

КЮРИ ПАРАМАГНИТНАЯ ТОЧКА — константа вещества Θ' в *Кюри—Вейса законе*. У ферромагнетиков после перехода в парамагнитное состояние численное значение Θ' находится посредством экстраполяции прямолинейной части кривой, выражающей зависимость $1/\chi$ от T до пересечения с осью T (см. рисунок). В таблице сопоставлены опытные значения Θ и Θ' для некоторых ферромагнетиков:



	Θ (в °K)	Θ' (в °K)
Fe	1043	1060
Co	1393	1400—1430
Ni	631	650
Gd	289	303

Различие между Θ и Θ' объясняется флуктуациями «ближнего порядка», т. е. флуктуациями взаимного расположения ближайших атомов.

Лит.: 1) Вонсовский С. В. и Шур Я. С., Ферромагнетизм, М — Л., 1948; 2) Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959. *Я. Г. Дорфман.*

КЮРИ ТОЧКА — температура фазового перехода 2-го рода (см. *Фазовые превращения*), связанного со скачкообразным изменением свойств симметрии веществ (напр., магнитной — в *ферромагнетиках* и *антиферромагнетиках*, электрической — в *сегнетоэлектриках*, кристаллохимической — в упорядочивающихся *сплавах* и т. п.). Этот фазовый переход был впервые подробно изучен П. Кюри (P. Curie) в 1895 г. Ниже приведены К. т. Θ различных ферромагнитных металлов и сплавов:

	Θ (°K)		Θ (°K)
Fe	1043	Ni — Cu (29,7%)	340
Co	1393	Ni — Fe (22%)	853
Ni	631	Co — Fe (50%)	1253
Gd	289	$MnFe_2O_4$	783
Fe - Si (3%)	973	Cu_2MnAl	723
Ni—Cu (14,1%)	502		

При темп-ре ниже К. т. ($T < \Theta$) ферромагнитные тела характеризуются спонтанной намагниченностью. В К. т. ($T = \Theta$) интенсивность теплового движения атомов ферромагнетика оказывается достаточной для разрушения его спонтанной намагниченности, вследствие чего ферромагнетик превращается в парамагнетик.

В кристаллах с антиферромагнетизмом при $T < \Theta$ имеется две (или более) взаимно проникающие магнитные подрешетки, каждая из к-рых в отсутствие внешнего магнитного поля обладает спонтанной намагниченностью. Векторная сумма намагниченностей этих подрешеток может быть равна нулю (случай скомпенсированного антиферромагнетизма) или отлична от нуля (случай нескомпенсированного антиферромагнетизма, или ферримагнетизма). При $T = \Theta$ (т. н. антиферромагнитная К. т., или точка Нееля) спонтанная намагниченность в подрешетках разрушается тепловым движением, и антиферромагнетик превращается в парамагнетик.

Аналогичные явления наблюдаются у диэлектриков, среди к-рых существуют вещества с самопроизвольной параллельной (сегнетоэлектрики) и антипараллельной (антисегнетоэлектрики) ориентацией электрич. диполей в отсутствие электрич. поля при $T < \Theta$. Разрушение самопроизвольной ориентации диполей тепловым движением происходит при $T = \Theta$.

Т. о., К. т. характеризуется тем. что при $T = \Theta$ ориентационная энергия взаимодействия атомных магнитиков (или соответственно электрич. диполей) становится равной средней энергии теплового движения атомов. Некоторые сегнетоэлектрики обладают, кроме упомянутой «верхней» К. т. Θ, также «нижней» К. т. $\vartheta < \Theta$. При $T < \vartheta$ самопроизвольная ориентация диполей невозможна, т. к. последние утрачивают свободу движения.

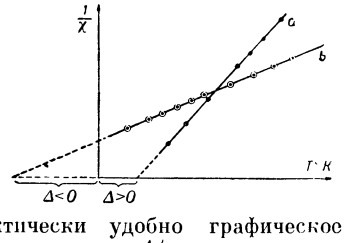
Ниже приведены К. т. нек-рых сегнетоэлектриков:

	Θ или ϑ (°K)
NaK ($C_4H_4O_6$) · $4H_2O$ (сегнетова соль)	297 (верхняя) 255 (нижняя)
$BaTiO_3$	391
$KNbO_3$	708
$NaNbO_3$	913

Во всех случаях фазовых переходов 2-го рода (типа К. т.) при $T = \Theta$ в веществе происходит исчезновение того или иного типа атомного «порядка» (упорядоченного распределения атомов различных компонентов сплава по углам кристаллич. решетки, параллельного или упорядоченного антипараллельного распределения спиновых моментов электронов и т. п.). Вблизи К. т. в веществе могут происходить специфич. изменения («аномалии») различных физич. свойств (теплоемкости, сжимаемости, коэфф. теплового расширения и др.), достигающие максимума при $T = \Theta$, что обычно и используется для точного определения темп-ры фазового перехода.

Лит.: 1) Вонсовский С. В. и Шур Я. С., Ферромагнетизм, М — Л., 1948; 2) Антиферромагнетизм. Сборник [переводных] статей, под ред. С. В. Вонсовского, М., 1956; 3) Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959; 4) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер с англ., М., 1957; 5) Сканави Г. И., Физика диэлектриков (Область сильных полей), М., 1958; 6) Антиферромагнетизм и ферриты, под ред. Я. Г. Дорфмана, М., 1962 (Итоги науки. Физико-математические науки, 4). *Я. Г. Дорфман.*

КЮРИ—ВЕЙСА ЗАКОН — температурная зависимость магнитной восприимчивости χ вида $\chi = C'/(T - \Delta)$, открытая П. Вейсом (P. Weiss) в 1907 г., где C' и Δ — константы вещества. C' только в отдельных случаях (ферромагнетизм или антиферромагнетизм) эквивалентна константе C в *Кюри законе*. При малых Δ константа C' зачастую не имеет однозначного физич. смысла. Практически удобно графическое изображение опытных данных для $1/\chi$ в зависимости от темп-ры T (см. рис.). Наклон прямой определяет C', а точка ее пересечения с осью T — величину Δ, которая может быть как положительной (*а*), так и отрицательной (*б*).



К.—В. з. в виде $\chi = C'/(T - \Theta')$ (с положительной Θ') имеет место у *ферромагнетиков* при темп-рах, лежащих значительно выше *Кюри точки* Θ, причем Θ' несколько отличается от Θ. Эта зависимость теоретически вытекает из представления о существовании в ферромагнетиках своего рода «молекулярного» внутреннего поля. Напряженность H_m этого поля, обусловленного взаимодействием атомов, пропорциональна намагниченности M, т. е. $H_m = AM$ (где A — константа вещества).

Относительно фактического отличия Θ' от Θ см. *Кюри парамагнитная точка*.

Наблюдаемая у слабомагнитных (парамагнитных) тел при сравнительно высоких темп-рах зависимость $\chi = C'/(T - \Delta)$ (где Δ может быть как >0, так и <0) связана с воздействием неоднородных электрич. полей соседних ионов или дипольных молекул. Эти электрич. поля, зависящие от симметрии расположения соседних частиц, вызывают расщепление мультиплетных уровней атомов и приводят при высоких темп-рах к зависимости типа К.—В. з.

Зависимость $\chi = C'/(T - \Delta)$ с большим и притом отрицательным Δ наблюдается у *антиферромагнетиков* при темп-рах, превышающих Нееля точку Θ. Эта зависимость вытекает теоретически из представления о существовании междуатомного взаимодействия, способствующего «антипараллельной» ориентации атомных магнитиков. К.—В. з. наблюдается также у *сегнетоэлектриков*. При темп-рах $T \gg \vartheta$ (где ϑ — темп-ра Кюри сегнетоэлектрика) диэлектрич. проницаемость $\varepsilon = B/(T - \vartheta)$.

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме, М. — Л., 1952; 2) Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М. — Л., 1955; 3) Антиферромагнетизм. Сб. ст. [пер. с англ., нем. и франц.], М., 1956; 4) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1957; 5) Антиферромагнетизм и ферриты, под ред. Я. Г. Дорфмана, М., 1962 (Итоги науки. Физико-математические науки, 4). *Я. Г. Дорфман.*

КЮРИ — ВУЛЬФА ПРАВИЛО (правильнее Гиббса — Кюри — Вульфа принцип) — см. *Кристаллизация*.

КЮРИЙ (Curium) Cm — искусственно полученный радиоактивный химич. элемент семейства актиноидов; п. н. 96. Синтезирован в 1944 г. Г. Сиборгом, Р. Джеймсом и А. Гиорзо в виде изотопа Cm^{242} при бомбардировке плутония α-частицами: Pu^{239} (α, n) Cm^{242}. Назван в честь П. и М. Кюри. Известны изотопы К. с массовыми числами 238—250. Наиболее устойчив α-активный изотоп Cm^{247} ($T^1/_2 > 4 \cdot 10^7$ лет). Получены в весовых количествах и многие другие изотопы К. (Cm^{242}, Cm^{246}, Cm^{248}, Cm^{250}) — те, к-рые могут быть получены длительным облучением U или Pu тепловыми нейтронами в ядерных реакторах. Элементарный К. — серебристый металл, плотность <7 *г/см*^{3}. Получается в металлич. виде, как и другие трансурановые элементы, восстановлением трифторида парами бария. Характерным химич. свойством К. (подобным Gd) является особая устойчивость его 3-валентного состояния; 4-валентное состояние К. вообще не было обнаружено в растворах, хотя и доказано существование двуокиси CmO_2 и тетрафторида CmF_4. Особой устойчивостью 3-валентного состояния К. и отсутствием высших степеней окисления (с валентностями 5 и 6) пользуются для его отделения от Pu и Am.

Лит. см. при ст. *Актиноиды*. *В. И. Гольданский.*

КЮРИ—ШЕНЕВО ВЕСЫ — высокочувствительные крутильные весы для измерения механич. силы взаимодействия между магнитным полем и исследуемым веществом (слабомагнитным) с целью определения его *магнитной восприимчивости*.

Нек-рые конструкции К.—Ш. в. описаны в [1, 2].

Лит.: 1) Curie P., Chéneveau C., «J. de phys. theorique et appliquée», 1903, ser. 4, t. 2, p. 796; 2) Янус Р., «ЖЭТФ», 1937, т. 7, вып. 9—10, с. 1132; 3) Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955, с. 140. *Р. И. Янус.*

Л

ЛАГЕРРА МНОГОЧЛЕНЫ — специальная система многочленов последовательно возрастающих степеней. Для $n = 0, 1, 2, \ldots$ Л. м. $L_n(x)$ могут быть определены ф-лой:

$$L_n(x) = (-1)^n e^x \frac{d^n}{dx^n}(x^n e^{-x});$$

в частности:

$$L_0(x) = 1, \quad L_1(x) = x - 1, \quad L_2(x) = x^2 - 4x + 2,$$
$$L_3(x) = x^3 - 9x^2 + 18x - 6,$$
$$L_4(x) = x^4 - 16x^3 + 72x^2 - 96x + 24.$$

Л. м. ортогональны (см. *Ортогональные многочлены*) на полуприямой $x \geqslant 0$ относительно веса e^{-x}. Дифференциальное ур-ние:

$$xy'' + (1 - x)y' + ny = 0.$$

Рекуррентная ф-ла:

$$L_{n+1}(x) = (x - 2n - 1)L_n(x) - n^2 L_{n-1}(x).$$

Об обобщенных Л. м. см. *Ортогональные многочлены*.

Лит.: Лебедев Н. Н., Специальные функции и их приложения, М., 1953.

В. И. Битюцков.

ЛАГРАНЖА УРАВНЕНИЕ — обыкновенное дифференциальное ур-ние 1-го порядка, линейное относительно зависимой и независимой переменных, имеющее вид:

$$y = x\varphi(y') + f(y'),$$

где y' — производная искомой ф-ции $y = y(x)$, а φ и f — заданные дифференцируемые ф-ции своего аргумента. Л. у. принадлежит к числу дифференциальных ур-ний, общий интеграл к-рых может быть найден в параметрич. форме дифференцированием ур-ния по x; он выражается через квадратуры. Частным случаем Л. у. [при $\varphi(y') = y'$] является *Клеро уравнение*.

ЛАГРАНЖА УРАВНЕНИЯ гидромеханики — дифференциальные ур-ния движения частиц жидкой среды в переменных Лагранжа (см. *Гидромеханика*), имеющие вид:

$$\left(X - \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}\right)\frac{\partial x}{\partial a_i} + \left(Y - \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}\right)\frac{\partial y}{\partial a_i} + \left(Z - \frac{\partial^2 z}{\partial t^2}\right)\frac{\partial z}{\partial a_i} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial a_i}, \quad (i = 1, 2, 3), \qquad (1)$$

где t время, x, y, z — координаты жидкой частицы, a_1, a_2, a_3 — параметры, с помощью к-рых отличают частицы среды друг от друга (этими параметрами могут быть значения координат x_0, y_0, z_0 в нек-рый момент времени t_0), X, Y, Z — проекции объемных сил, p — давление, ρ — плотность.

Решение общей задачи гидромеханики в переменных Лагранжа сводится к тому, чтобы, зная X, Y, Z, а также начальные и граничные условия, определить x, y, z, p, ρ как ф-ции времени и параметров a_1, a_2, a_3. Для решения этой задачи необходимо к ур-ниям (1) присоединить еще ур-ние неразрывности, имеющее в переменных Лагранжа вид:

$$\rho(a_i, t)\begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial a_1} & \frac{\partial y}{\partial a_1} & \frac{\partial z}{\partial a_1} \\ \frac{\partial x}{\partial a_2} & \frac{\partial y}{\partial a_2} & \frac{\partial z}{\partial a_2} \\ \frac{\partial x}{\partial a_3} & \frac{\partial y}{\partial a_3} & \frac{\partial z}{\partial a_3} \end{vmatrix} = \rho_0(a_i, t_0)\begin{vmatrix} \frac{\partial x_0}{\partial a_1} & \frac{\partial y_0}{\partial a_1} & \frac{\partial z_0}{\partial a_1} \\ \frac{\partial x_0}{\partial a_2} & \frac{\partial y_0}{\partial a_2} & \frac{\partial z_0}{\partial a_2} \\ \frac{\partial x_0}{\partial a_3} & \frac{\partial y_0}{\partial a_3} & \frac{\partial z_0}{\partial a_3} \end{vmatrix} \qquad (2)$$

и ур-ние состояния $\rho = f(p)$ для баротропного движения или $\rho = \text{const}$ для несжимаемой жидкости. Если зависимости $x(a_i, t)$, $y(a_i, t)$, $z(a_i, t)$ найдены, то траектории, скорости и ускорения частиц определяются обычными методами кинематики точки.

Обычно при решении задач гидромеханики пользуются *Эйлера уравнениями*. Л. у. применяются гл. обр. при изучении колебательных движений жидкости, в нек-рых вопросах теории турбулентности. С помощью Л. у. можно получить ур-ние для плоской волны, распространяющейся в жидкости вдоль оси x: $\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x_0^2}$, где $a_1 = x_0$ — координата частицы в невозмущенном состоянии, $\xi = x - x_0$ — смещение частицы, c — скорость распространения волны.

Лит. см. при статье *Гидромеханика*.

С. М. Тарг.

ЛАГРАНЖА УРАВНЕНИЯ механики. 1) Лагранжа уравнения 1-го рода — дифференциальные уравнения движения механич. системы в проекциях на декартовы оси координат, содержащие т. н. множители Лагранжа. Для *голономной системы*, состоящей из n материальных точек, на к-рую наложено k связей вида:

$$f_i(x_1, y_1, z_1; \ldots; x_n, y_n, z_n; t) = 0, \quad (i = 1, 2, \ldots, k). \qquad (1)$$

Л. у. 1-го рода имеют вид:

$$\left.\begin{aligned} m_\nu \ddot{x}_\nu &= F_{\nu x} + \sum_{i=1}^{k} \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial x_\nu} \\ m_\nu \ddot{y}_\nu &= F_{\nu y} + \sum_{i=1}^{k} \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial y_\nu} \\ m_\nu \ddot{z}_\nu &= F_{\nu z} + \sum_{i=1}^{k} \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial z_\nu} \end{aligned}\right\} \quad (\nu = 1, 2, \ldots, n), \qquad (2)$$

где m_ν — массы точек системы; x_ν, y_ν, z_ν — координаты этих точек; $F_{\nu x}$, $F_{\nu y}$, $F_{\nu z}$ — проекции приложенных к каждой точке активных сил; λ_i — неопределенные множители, пропорциональные реакциям соответствующих связей; t — время. Аналогичные ур-ния могут составляться и для неголономных систем [3]. Ур-ния (2) совместно с (1) дают систему $3n + k$ дифференциальных ур-ний, из к-рых находятся $3n$

неизвестных ф-ций $x_\nu(t)$, $y_\nu(t)$, $z_\nu(t)$, дающих закон движения точек системы, и k множителей $\lambda_i(t)$, позволяющих определить проекции реакций связей по ф-лам:

$$N_{\nu x}=\sum_{i=1}^{k}\lambda_i\frac{\partial f_i}{\partial x_\nu},\quad N_{\nu y}=\sum_{i=1}^{k}\lambda_i\frac{\partial f_i}{\partial y_\nu},\quad N_{\nu z}=\sum_{i=1}^{k}\lambda_i\frac{\partial f_i}{\partial z_\nu}.$$

Для отыскания закона движения ур-ниями (2) пользуются редко, т. к. интегрирование системы $3n+k$ ур-ний, когда n велико, связано с большими трудностями. Однако если закон движения будет найден другим путем (напр., с помощью Лагранжа уравнений 2-го рода), то по ур-ниям (2), в к-рых левые части известны, можно определять реакции связей.

2) Лагранжа уравнения 2-го рода — дифференциальные ур-ния движения механич. системы, в к-рых параметрами, определяющими положение системы, являются независимые между собой обобщенные координаты. Для *голономных систем* Л. у. 2-го рода имеют в общем случае вид:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial\dot q_i}\right)-\frac{\partial T}{\partial q_i}=Q_i\quad(i=1,2,\ldots,s),\qquad(3)$$

где q_i — *обобщенные координаты*, число к-рых равно числу s степеней свободы системы, $\dot q_i$ — обобщенные скорости, Q_i — *обобщенные силы*.

Для составления ур-ний (3) надо, выбрав q_i, определить кинетич. энергию системы в ее движении относительно инерциальной системы отсчета и выразить эту величину явно через q_i и $\dot q_i$, т. е. найти $T(q_i, \dot q_i, t)$; время войдет сюда при нестационарных связях. Значения Q_i находятся по заданным (активным) силам, в число к-рых при неидеальных связях включают и силы трения. С математич. точки зрения ур-ния (3) представляют собой систему обыкновенных дифференциальных ур-ний 2-го порядка относительно координат q_i; интегрируя эти ур-ния и определяя постоянные интегрирования по начальным условиям, находят $q_i(t)$, т. е. закон движения системы в обобщенных координатах.

По сравнению с ур-ниями в декартовых координатах (см., напр., уравнения Лагранжа 1-го рода) уравнения (3) обладают тем важным преимуществом, что число их равно числу степеней свободы системы и не зависит от количества входящих в систему материальных частиц или тел; кроме того, при идеальных связях из ур-ний (3) автоматически исключаются все наперед неизвестные силы реакций. Л. у. 2-го рода, дающими весьма общий и притом достаточно простой метод решения задач, широко пользуются для изучения движения различных механич. систем, в частности в динамике механизмов и машин, в теории гироскопа, в теории колебаний и др.

Для *неголономной системы*, на к-рую, кроме геометрич. связей, учитываемых выбором координат q_i, наложено еще k дифференциальных связей, выражаемых равенствами:

$$A_{\varkappa 0}+\sum_{i=1}^{k}A_{\varkappa i}\dot q_i=0.\quad(\varkappa=1,\ 2,\ \ldots,\ k);\qquad(4)$$

Л. у. 2-го рода принимают вид:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial\dot q_i}\right)-\frac{\partial T}{\partial q_i}=Q_i+\sum_{\varkappa=1}^{k}\mu_\varkappa A_{\varkappa i}\quad(i=1.\ 2,\ \ldots,\ s).\qquad(5)$$

Ур-ния (5) совместно с (4) дают возможность определить s неизвестных координат q_i и k наперед неизвестных множителей $\mu_\varkappa$.

В физике особое значение имеет та форма Л. у., к-рую они принимают в случае голономной системы, находящейся под действием одних только потенциальных сил (см. *Консервативные системы*). Если ввести ф-цию Лагранжа (лагранжиан) L, равную в этом случае разности между кинетической T и потенциальной П энергиями системы:

$$L(q_i,\ \dot q_i,\ t)=T(q_i,\ \dot q_i,\ t)-\Pi(q_i),$$

то, т. к. для потенциальных сил $Q_i=-\partial\Pi/\partial q_i$, равенства (3) примут вид:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial\dot q_i}\right)-\frac{\partial L}{\partial q_i}=0.\qquad(6)$$

Ур-ния в форме (6) обычно и наз. в физике ур-ниями Лагранжа. Преимущество этих ур-ний состоит в том, что они позволяют изучить движение механич. системы, зная для нее одну только ф-цию L, полностью характеризующую систему. Такая форма ур-ний имеет место не только для консервативных систем. Если обобщенные силы можно представить через нек-рый «обобщенный потенциал» $U(q_i,\ \dot q_i)$ в виде

$$Q_i=\frac{\partial U}{\partial q_i}-\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial U}{\partial\dot q_i}\right),$$

то ур-ния (3) представляются тоже в виде (6), где $L=T+U$. Напр., для заряженной частицы массы m с зарядом q, движущейся в электромагнитном поле, к-рое характеризуется потенциалами: векторным $\boldsymbol A$ и скалярным φ, существует «обобщенный потенциал» $U=\frac{q}{c}\boldsymbol{Av}-q\varphi$ и $L=\frac{mv^2}{2}-q\varphi+\frac{q}{c}\boldsymbol{Av}$, где $\boldsymbol v$ — скорость частицы, а c — скорость света.

Область приложения ур-ний (6) оказывается еще более широкой благодаря их связи с *наименьшего действия принципом*. Согласно этому принципу, для истинного движения системы величина $S=\int_{t_1}^{t_2}L\,dt$ наз. *действием*, имеет экстремум, условие существования которого состоит в том, что ф-ция L должна удовлетворять ур-ниям Эйлера, совпадающим с ур-ниями (6). Отсюда следует, что ур-ния вида (6) справедливы для любой физич. системы (непрерывная среда, гравитационное или электромагнитное поле и др.), к-рая характеризуется соответствующей ф-цией Лагранжа и подчиняется вариационному принципу, аналогичному принципу наименьшего действия. Для среды или поля, представляющих собой систему с бесконечным числом степеней свободы, роль обобщенных координат q_i играют такие величины, как смещение частицы, плотность, потенциал и т. п., зависящие в общем случае от координат x, y, z точек среды (поля) и от времени; поэтому для среды (поля) $q_i=q_i(x, y, z, t)$. Характеристикой системы в этих случаях служит удельная (отнесенная к единице объема) ф-ция Лагранжа $L_0\left(q_i,\ \frac{\partial q_i}{\partial t},\ \frac{\partial q_i}{\partial x},\ \frac{\partial q_i}{\partial y},\ \frac{\partial q_i}{\partial z},\ x,\ y,\ z,\ t\right)$, и Л. у. для среды (поля) принимают вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial L_0}{\partial\left(\frac{\partial q_i}{\partial t}\right)}\right]+\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial L_0}{\partial\left(\frac{\partial q_i}{\partial x}\right)}\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial L_0}{\partial\left(\frac{\partial q_i}{\partial y}\right)}\right]+$$
$$+\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\partial L_0}{\partial\left(\frac{\partial q_i}{\partial z}\right)}\right]-\frac{\partial L_0}{\partial q_i}=0.\qquad(7)$$

Ур-ния (7), в отличие от (3) или (6), представляют собой систему ур-ний в частных производных; число их равно числу величин q_i.

Примером приложения ур-ний (7) к упруго деформируемой среде может служить задача о продольных вдоль оси x колебаниях призматич. стержня. В этом

случае имеется одна обобщенная координата $q_1 = u(x, t)$, где u — продольное смещение частиц стержня, и ф-ция L_0, составляемая как разность удельных кинетич. и потенциальной энергий, имеет вид:

$$L_0 = \frac{1}{2}\left[\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 - E\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2\right],$$

где ρ — плотность среды, E — модуль упругости при растяжении. Подстановка этого значения L_0 в (7) дает ур-ние продольных упругих колебаний:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{E}{\rho}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0.$$

Другим примером может служить электромагнитное поле в вакууме, для к-рого в качестве четырех обобщенных координат можно принять компоненты A_x, A_y, A_z векторного потенциала A и скалярный потенциал φ. В этом случае

$$L_0 = \frac{E^2 - B^2}{8\pi} - \rho\varphi + \frac{1}{c}\boldsymbol{jA},$$

где E — напряженность электрич. поля, B — магнитная индукция, $\boldsymbol{j}$ — плотность тока, ρ — удельный заряд. При этом значении L_0 равенства (7) дают ур-ния Максвелла.

Л. у. в виде (6) сохраняют смысл и при движениях со скоростями, сравнимыми со скоростью света, но при этом в выражение ф-ции L вместо кинетич. энергии частицы входит величина

$$-mc^2\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Лит.: 1) Лагранж Ж., Аналитическая механика, пер. с франц., т. 1—2, М. — Л., 1950; 2) Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М. — Л., 1952; 3) Сусслов Г. К., Теоретическая механика, 3 изд., М. — Л., 1946; 4) Лойцянский Л. Г. и Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 2, 5 изд., М., 1955; 5) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Механика, М., 1958 (Теоретическая физика, т. 1), гл. 1; 6) Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., М., 1957, гл. 1, 2, 11. *С. М. Тарг.*

ЛАГРАНЖА ФУНКЦИЯ (кинетический потенциал) — характеристич. функция $L(q_i, \dot{q}_i, t)$ механической системы, выраженная через обобщенные координаты q_i, обобщенные скорости $\dot{q}_i$ и время t. В простейшем случае *консервативной системы* Л. ф. равна разности между кинетической и потенциальной энергиями системы, выраженными через q_i и $\dot{q}_i$, т. е. $L = T(q_i, \dot{q}_i, t) - \Pi(q_i)$. Зная Л. ф., можно с помощью *наименьшего действия принципа* составить дифференциальные ур-ния движения механич. системы. Понятие о Л. ф. распространяется и на др. физич. системы (см. *Лагранжа уравнения* механики 2-го рода и *Лагранжиан*). *С. М. Тарг.*

ЛАГРАНЖА — ГЕЛЬМГОЛЬЦА ФОРМУЛА связывает линейное увеличение оптич. системы с *апертурами* пучков до входа и после выхода из оптич. системы. Пусть OO' (рис. 1)—ось оптич. системы; l — предмет; l' — его изображение; OL — произвольный луч, образующий угол u с осью; $O'L'$ — сопряженный ему луч, образующий угол u' с осью; n и n' — показатели преломления в средах предмета и изображения. Согласно Л.—Г. ф., $n'l'u' = nlu$, что верно в параксиальной области. Выражение nlu наз. полным инвариантом: его величина остается постоянной во всех средах оптич. системы.

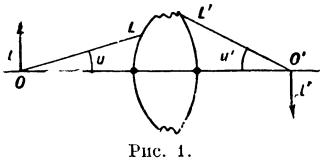


Рис. 1.

Л.—Г. ф. может быть рассмотрена как частный случай более общей ф-лы $n'dl'\sin u'd\alpha' = n\,dl\sin u\,d\alpha$, где dl и dl' (рис. 2) — два сопряженных бесконечно малых элемента длины, лежащих в меридиональной плоскости, $d\alpha$ и $d\alpha'$ — углы, образуемые произвольными сопряженными лучами и осями пучков; α и α' — углы между осями пучков и элементами dl и dl'.

Квадрат инварианта nlu пропорционален световому потоку, излучаемому бесконечно малым элементом площади l^2 при бесконечно малой апертуре u.

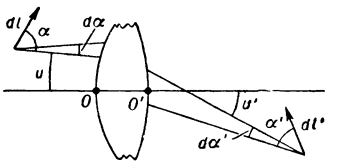


Рис. 2.

Из Л.—Г. ф. следует также соотношение между передним и задним фокусными расстояниями, связь увеличения и угла поля зрения зрит. трубы и ряд других важных результатов теории оптич. приборов.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., М. — Л., 1948, с. 277, 371. *Г. Г. Слюсарев.*

ЛАГРАНЖИАН (в классической, а также квантовой теории поля) — фундаментальная физич. величина, определяющая форму теории, если исходить из *наименьшего действия принципа*. Л. является непосредственным обобщением *Лагранжа функции* в механике на системы с бесконечным числом степеней свободы. Именно, в теории поля обобщенными координатами являются значения ф-ции поля $\varphi_a(\boldsymbol{x}, t)$ (индекс a в каждой точке пространства указывает номер компоненты, если поле описывается многокомпонентной ф-цией); поэтому, следуя аналогии с механикой, приходится вводить «ф-цию Лагранжа в каждой точке» — Л. *Действие* S для поля получается тогда интегрированием Л. сперва по пространству и лишь затем по времени:

$$S = \int dt \int L[\varphi_a(\boldsymbol{x}, t)]\, d\boldsymbol{x}, \qquad (1)$$

где $d\boldsymbol{x} = dx^1dx^2dx^3$. Иногда вводят также и полную ф-цию Лагранжа

$$\mathscr{L}(t) = \int L[\varphi_a(\boldsymbol{x}, t)]\, d\boldsymbol{x}, \qquad (2)$$

из к-рой действие получается, как обычно, интегрированием по времени и для к-рой Л. играет роль плотности. Однако основной величиной естественнее считать Л., поскольку он, как и действие, является релятивистским инвариантом, в то время как полная ф-ция Лагранжа не обладает простыми ковариантными свойствами. Принцип наименьшего действия формулируется тогда релятивистски симметричным образом как требование экстремальности интеграла (1) при всех возможных (достаточно гладких) вариациях ф-ций $\varphi_a(x)$ [4-вектор $x^m = x = (\boldsymbol{x}, t) = g^{mn}x_n$, где g^{mn} — *метрический тензор* с компонентами $g^{00} = 1$, $g^{11} = g^{22} = g^{33} = -1$, остальные компоненты равны 0], обращающихся в нуль на границах области интегрирования в (1) (эта область может быть произвольной). Независимыми переменными являются при этом как время, так и пространственные координаты.

Выполняя варьирование, можно убедиться, что Л. (если он включает производные не выше первого порядка) приводит к ур-ниям поля:

$$\frac{\partial}{\partial x^m}\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial \varphi_a}{\partial x^m}\right)} - \frac{\partial L}{\partial \varphi_a} = 0, \qquad (3)$$

$$a = 0, \ldots, N; \quad m = 0, 1, 2, 3.$$

Инвариантность Л. относительно трансляций и вращений в 4-пространстве (выражающая однородность и изотропность 4-мерного пространства, т. н. группы Лоренца) позволяет в силу *Нетер теоремы* построить 10 фундаментальных динамич. величин, удовлетворяющих законам сохранения,— четыре компоненты вектора энергии-импульса P^m и шесть составляющих

момента $M^{mn} = -M^{nm}$ в виде интегралов

$$P^m(t) = \int T^{m0}(x)\,dx; \quad M^{mn}(t) = \int M^{mn,0}(x)\,dx \qquad (4)$$

от соответствующих тензора энергии-импульса T^{mn} и тензора момента $M^{mn,l}$. Эти последние удовлетворяют дифференциальным законам сохранения (ур-ниям непрерывности)

$$\frac{\partial T^{mn}}{\partial x^n} = 0; \qquad \frac{\partial M^{mn,l}}{\partial x^l} = 0 \qquad (5)$$

и могут быть найдены по заданному Л. Именно,

$$T^{mn} = g^{nl}\sum_{a=1}^{N}\frac{\partial L}{\partial\frac{\partial\varphi_a}{\partial x^m}}\frac{\partial\varphi_a}{\partial x^l} - g^{mn}L, \qquad (6)$$

$$M^{mn,l} = x^m T^{ln} - x^n T^{lm} + \sum_{a=1}^{N}\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial\varphi_a}{\partial x^l}\right)}s^{mn}_{ab}\varphi_b, \qquad (6')$$

если при бесконечно малом *Лоренца преобразовании* с параметрами ω^{kl} ф-ции φ_a преобразуются в заданной точке как $\delta\varphi_a = {}^1/_2\sum_{b=1}^{N}s_{ab,kl}\varphi_b\delta\omega^{kl}$.

Если теория допускает и другие преобразования симметрии, кроме группы Лоренца, то Л. должен быть инвариантен и относительно группы этих преобразований и теорема Нетер даст дополнительные сохраняющиеся величины.

Итак, Л. полностью определяет теорию поля — он дает ур-ния движения и сохраняющиеся динамич. величины. Напротив, по заданной теории Л. восстанавливается неоднозначно — к нему всегда можно добавить любую 4-дивергенцию любой ф-ции координат и времени.

Применение Л. имеет большое эвристич. значение при поисках математич. описания новой области явлений. Действительно, уже требования инвариантности относительно группы Лоренца и других групп симметрии чрезвычайно сильно ограничивают его возможные формы. Если дополнительно потребовать, чтобы ур-ния движения были бы не выше второго порядка (ср. *Нелокальная теория поля*) и — для свободного поля — были бы линейны, то возможные формы Л. свободного поля определяются практически однозначно с точностью до констант (и отмеченного добавления дивергенции). Так, напр., для векторного поля массы нуль (электродинамика) все возможные Л. свободного поля эквивалентны выражению

$$L = -C\sum_{lm}F^{lm}F_{lm}; \qquad F_{lm} = \frac{\partial A_m}{\partial x^l} - \frac{\partial A_l}{\partial x^m}, \qquad (7)$$

где константа C определяется выбором системы единиц. Скалярные или псевдоскалярные частицы массы m описываются Л. вида:

$$L = C\left\{\sum_l g^{ll}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x^l}\right)^2 - m^2\varphi\right\}. \qquad (7')$$

Спинорное поле (4-компонентная ф-ция ψ частицы со спином ${}^1/_2$ — напр., электрон):

$$L = C\,\frac{i}{2}\sum_l\left[\bar\psi(x)\gamma^l\frac{\partial\bar\psi}{\partial x^l} - \frac{\partial\psi}{\partial x^l}\gamma^l\bar\psi(x)\right] - m\bar\psi(x)\psi(x)\Big\}, \qquad (7'')$$

где γ^l — *Дирака матрицы*.

Чтобы описать взаимодействие полей, в Л. надо включить смешанный инвариант (Л. взаимодействия L_{int}), составленный из ф-ций обоих полей и их первых производных. В этом случае обычно открывается больше возможностей, но и тут понятие Л. облегчает классификацию возможных форм взаимодействий.

В настоящее время с известной степенью определенности можно говорить, что в природе осуществляются по крайней мере следующие четыре формы взаимодействия. 1) Гравитационное взаимодействие, играющее основную роль в явлениях астрономич. масштабов, вид Л. к-рого был установлен общей теорией относительности (см. *Тяготение*). 2) Электромагнитное взаимодействие, для к-рого Л. записывается в виде:

$$L_{int} = CeA_m(x)\,j^m(x). \qquad (8)$$

где e — заряд электрона, j^m — 4-мерный вектор тока соответствующих частиц. Напр., для электронов:

$$j^m(x) = \frac{1}{2}\left\{\bar\psi(x)\gamma^m\psi(x) - \bar\psi'(x)\gamma^m\psi'(x)\right\},$$

где $\psi(x)$ — описывающее электроны и позитроны дираково поле, $\bar\psi(x)$ — сопряженное поле, $\psi'(x)$ и $\bar\psi'(x)$ — соответствующие зарядово-сопряженные величины (см. *Зарядовое сопряжение*). Константа в (8) и здесь зависит от выбора системы единиц. 3) *Слабое взаимодействие*, Л. к-рого в рамках общепринятой сейчас двукомпонентной $V-A$ модели имеет вид:

$$L_{int}(x) = \sqrt{8}\,g'(\bar\psi_n\gamma^m\tfrac{1-\gamma^5}{2}\psi_p)(\psi_\nu\gamma^m\tfrac{1-\gamma^5}{2}\psi_e). \qquad (8')$$

Здесь g' — константа слабых взаимодействий, а ψ с индексами n, p, ν и e — спинорные поля, описывающие, например, нейтроны, протоны, нейтрино и электроны. 4) *Сильные взаимодействия*, к-рые описывают (мы берем пример нуклонов, взаимодействующих с π-мезонами) Л.:

$$L_{int} = \frac{1}{2}G\left\{\bar\psi(x)\gamma^5\tau_\mu\varphi^\mu(x)\psi(x) - \bar\psi'(x)\gamma^5\tau_\mu\varphi^\mu(x)\psi'(x)\right\}, \qquad (8'')$$

где G — постоянная сильных взаимодействий, ψ — описывающий нуклоны 8-компонентный спинор, τ_μ — матрицы *изотопического спина* и φ_μ — псевдоскалярное в координатном и векторное в изотопич. пространствах поле π-мезонов.

Квантовая теория поля полностью заимствовала у классической весь изложенный выше формализм с той разницей, что ф-ции поля будут теперь не c-функциями, а, вообще говоря, некоммутирующими операторами. Поэтому операция варьирования, к-рая применялась при выводе ур-ний движения и получении динамич. величин, требует доопределения. Обычно принимают, что к q-функциям поля сделаны бесконечно малые добавки, коммутирующие или антикоммутирующие в зависимости от Бозе- или Ферми-статистики со всеми величинами, к-рые и варьируются, а затем устремляются к нулю.

Далее, для полной формулировки задачи в дополнение к ур-ниям движения теперь требуются еще перестановочные соотношения между ф-циями поля. Эти соотношения можно найти при заданном виде Л., исходя из требования, чтобы любой оператор в теории испытывал бы при преобразовании Лоренца унитарное преобразование вида:

$$A' = \exp\{i(c_m P^m + \omega_{ml}M^{ml})\}\times A\exp\{-i(c_m P^m + \omega_{ml}M^{ml})\}, \qquad (9)$$

т. е. чтобы соответствующие основным динамич. переменным операторы (4) были бы инфинитезимальными операторами группы Лоренца.

Т. о., и в квантовой теории, так же как и в классической, Л. полностью определяет теорию, поскольку из него однозначно вытекают и гайзенберговы ур-ния движения и правила коммутации. Его роль здесь ока-

зывается даже более фундаментальной. Именно, само решение основной задачи квантовой теории поля — построения *матрицы рассеяния* — выражается во *взаимодействия представлении* прямо через Л. взаимодействия в форме хронологич. экспоненты (см. *Хронологическое произведение*)

$$S = T\exp\left[-i\int L_{int}(x)\,dx\right]. \qquad (10)$$

Выражение (10) имеет символич. характер, поскольку его непосредственное применение приводит в ряде случаев к бесконечным результатам, для освобождения от к-рых приходится прибегать к перенормировкам (см. *Перенормировка заряда, массы*), к-рые пока проводятся только в рамках *возмущений теории*. Последоват. проведение программы перенормировки показывает, что добавляемые в этом процессе «контрчлены» объединяются с первоначальным Л. L_{int}, превращая его в обобщенный Л.

$$L(x;g) = L_{int}(x) + \sum_{\nu\geqslant 2}\frac{1}{\nu!}\int\ldots\int g(x_1)\ldots$$
$$\ldots g(x_{\nu-1})\,\Lambda(x,x_1,\ldots,x_{\nu-1})\,dx_1\ldots dx_{\nu-1}, \qquad (11)$$

использование к-рого в выражении (10) уже не приводит к трудностям с бесконечностями.

При этом оказывается, что для обоснования выражения (10) нет необходимости обращаться к ур-ниям движения, но что к нему можно прийти, исходя только из физически очевидных требований *релятивистской инвариантности, унитарности, причинности принципа* и *соответствия принципа* (см. подробнее *Матрица рассеяния*).

Лит.: 1) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Теория поля, 3 изд., М., 1960 (Теоретич. физика, т. 2); 2) Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; 3) Боголюбов Н. Н. и Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М., 1957.

Б. В Медведев, М. К. Поливанов.

ЛАЗЕР — то же, что *оптический генератор*. См. также *Квантовые генераторы*.

ЛАЙМАНА СЕРИЯ — спектральная серия атома водорода, соответствующая переходам между его основным и возбужденными уровнями (см. *Атом*, рис. 1). Л. с. была открыта в 1906 г. Т. Лайманом (T. Lyman), впервые исследовавшим далекую вакуумную область ультрафиолетового спектра короче 1200Å (часто наз. лаймановской областью). Л. с. наблюдается как в испускании, так и в поглощении.

Волновые числа линий Л. с. определяются ф-лой (см. *Бальмера формула*)

$$\nu = R\,(1/1^2 - 1/n^2),$$

где R — *Ридберга постоянная*. Последовательные члены Л. с. $n=2, 3, 4,5,\ldots$, обозначаются как L_α ($\lambda = 1215$ Å), L_β ($\lambda = 1026$ Å), L_γ ($\lambda = 973$Å), L_δ ($\lambda = 950$ Å), ...; они сходятся к границе Л. с. ($n = \infty$), лежащей при $\lambda = 912$ Å. *М. А. Ельяшевич.*

ЛАКИ ЭЛЕКТРОИЗОЛЯЦИОННЫЕ — лаки (коллоидные растворы смол, битумов, высыхающих масел и др. пленкообразующих веществ в летучих растворителях), пленки к-рых обладают высокими электроизоляционными свойствами. По применению Л. э. делятся на пропиточные, покровные и клеящие. Пропиточные Л. э. служат для пропитки пористой (в частности, волокнистой) твердой изоляции для повышения электрич. прочности и теплопроводности, а также для уменьшения гигроскопичности и влагопроницаемости. Покровные Л. э. служат для образования механически прочной, блестящей, гладкой, влагостойкой пленки на поверхности тел (в частности, на поверхности уже пропитанной ранее изоляции для дальнейшего улучшения ее изоляционных свойств). Нек-рые виды покровных Л. э., напр. эмаль-лаки, наносят непосредственно на поверхность металла (изоляция проволоки, листов электротехнич. стали, пермаллоя и др. в расслоенных магнитопроводах электрич. машин). Клеящие Л. э. служат для склеивания между собой твердых электроизоляционных материалов (напр., склейка слюды при изготовлении миканитов).

По режиму сушки Л. э. делятся на Л. э. горячей (печной) сушки, к-рые при низкой темп-ре сохнут медленно или не дают пленки надлежащего качества, и на Л. э. холодной (воздушной) сушки, к-рые быстро и хорошо сохнут на воздухе при комнатной темп-ре.

Растворителями Л. э. являются углеводороды (бензин, бензол, толуол и т. п.), спирты, эфиры, кетоны, скипидар, хлорсодержащие жидкости, а также смеси различных жидкостей; иногда растворителем является вода.

В табл. приведены нек-рые наиболее распространенные Л. э. и их свойства. Термоэластичность Л. э. определяется временем пребывания лаковой пленки толщиной 0,05 *мм* (нанесенной на тонкую медную полоску) при повышенной темп-ре, после чего пленка начинает давать трещины при изгибе вокруг стержня

Свойства наиболее распространенных электроизоляционных лаков.

Свойства / Тип	Краткая характеристика	Применение	Время высыхания, не более	Термоэластичность, не менее	Влагопоглощаемость пленки за 24 ч (% по весу), не более	Электрич. прочность пленки (в *кв/мм*), не менее*
447	Черный масляно-битумный пропиточный, горячей сушки	Пропитка обмоток электрич. машин и аппаратов	6 ч при 105° С	24 ч при 105° С	1	а) 55 б) 25 в) 22
БТ-99	Черный масляно-битумный покровный, воздушной сушки	Покрытие пропитанных обмоток	3 ч при 20° С	1 ч при 105° С	1	а) 50 б) 20 в) 12
БТ-95	Черный масляно-битумный, длительно сохраняющий гибкость пленки	Клейка гибких миканитов	—	144 ч при 105° С	0,6	а) 60 б) 25 в) 20
ГФ-95	Светлый масляно-смоляной пропиточный	Пропитка обмоток маслонаполненных трансформаторов	2 ч при 105° С	120 ч при 105° С	5	а) 55 б) 30 в) 20
СПД	Серый (пигментированный) масляно-смоляной покровный	Маслостойкое покрытие обмоток электрич. машин	3 ч при 105° С	10 ч при 150° С	5	а) 30 б) — в) 10
ЭФ-3	Светлый смоляной (кремнийорганический) пропиточный	Пропитка обмоток электрич. машин, для работы в условиях повышенной темп-ры и влажности	1 ч при 200 °С	5 ч при 200° С	—	а) 50 б) 25 (при 200° С) в) —

* а) в нормальных условиях; б) при температуре 90° С; в) после выдержки в течение 24 ч в воде при темп-ре 20° С.

диаметром 3 *мм*. Термоэластичность характеризует стойкость Л. э. к тепловому старению.

Лит.: 1) Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Тареев Б. М., Электротехнические материалы, 4 изд., М. — Л., 1961; 2) Справочник по электротехническим материалам, т. 1 — Свойства материалов, М. — Л., 1958.

Б. М. Тареев.

ЛАКОТКАНИ делаются из шелковых и хлопчатобумажных тканей, пропитанных *лаками электроизоляционными*. Ткань обеспечивает механич. прочность, а лаковая пленка — электрич. прочность и малую гигроскопичность. Шелковые Л. тоньше, обладают более высокой электрич. прочностью; плотность 0,9—1 *г/см*^{3}. Хлопчатобумажные Л. имеют плотность 1,1 *г/см*^{3}. Черные Л. (на маслянобитумных лаках) имеют электрич. прочность 50—65 *кв/мм*. Светлые Л. (на масляных лаках) более стойки к действию органич. растворителей, но становятся хрупкими при повышенной темп-ре. Электрич. прочность светлых шелковых Л. от 55 до 90 *кв/мм*, светлых хлопчатобумажных 35—50 *кв/мм*. Предельная рабочая темп-ра 105°С. Для более высоких темп-р применяются Л., изготовленные из стеклянной ткани (стеклолакоткани). Стеклолакоткани с пропиткой кремнийорганическими полимерами допускают темп-ру до 180°С. Стеклоткань, покрытая тонким слоем кремнийорганич. *каучука* РСК, *длительно сохраняет эластичность при* высоких темп-рах. Стеклоткань ЛСЭ имеет при толщине 0,17 *мм* плотность 1,2 *г/см*^{3}, диэлектрич. проницаемость 6, тангенс угла диэлектрич. потерь tg δ = = 0,02 и удельное сопротивление 10^{15} *ом·см*.

Электроизоляционные (линоксиновые) трубки представляют собой плетеные хлопчатобумажные (или из стеклянной нити) трубки (шнуры, чулки), пропитанные электроизоляционным лаком.

Лит.: 1) Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Тареев Б. М., Электротехнические материалы, 4 изд., М. — Л., 1961, § 34, 37; 2) ГОСТ 2214—60. *Б. М. Тареев.*

ЛАМБЕРТ — употребляемая в англ. литературе единица измерения *яркости*. 1 Л. = $1/\pi$ *стильба* = 10^{-4} апостильба = 3193 *нита*. См. *Световые единицы*.

ЛАМБЕРТА ЗАКОН устанавливает зависимость изменения силы света излучающей или рассеивающей поверхности от направления, в к-ром производится наблюдение; высказан И. Ламбертом (J. Lambert) в 1760 г. Согласно Л. з., сила света I_φ в направлении, составляющем угол φ с нормалью к поверхности, $I_\varphi = I_0 \cos\varphi$, где I_0 — сила света в нормальном направлении ($\varphi = 0$). Поверхности, подчиняющиеся Л. з., наз. диффузно-светящимися. Из Л. з. следует, что максимальная сила света, излучаемая диффузно-светящейся поверхностью, наблюдается в нормальном направлении и равна нулю по касательной к поверхности. Яркость B площадки поверхности σ в направлении φ равна $B = I_\varphi/\sigma\cos\varphi = I_0/\sigma$, т. е. для поверхности, подчиняющейся Л. з., яркость не зависит от направления. Л. з. строго справедлив только для абсолютно черного тела. Матированные поверхности или мутные среды (молочное стекло, облака и т. п.) — т. н. идеально рассеивающие среды — часто весьма точно подчиняются Л. з.

ЛАМЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ортогональной криволинейной системы координат u, v, w в пространстве — величины

$$L_u = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial u}\right)^2},$$

$$L_v = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial v}\right)^2},$$

$$L_w = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial w}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial w}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial w}\right)^2};$$

аналогично определяются Л. к. на плоскости. Через Л. к. в координатах u, v, w выражаются элемент длины

$$dl = \sqrt{L_u^2 du^2 + L_v^2 dv^2 + L_w^2 dw^2},$$

элемент площади поверхности

$$d\sigma = \sqrt{(L_u L_v du dv)^2 + (L_u L_w du dw)^2 + (L_v L_w dv dw)^2},$$

элемент объема

$$dV = L_u L_v L_w du\, dv\, dw.$$

Л. к. входят в выражения векторных дифференциальных операций в координатах u, v, w;

$$\mathrm{grad}_u \psi = \frac{1}{L_u}\frac{\partial \psi}{\partial u},\quad \mathrm{grad}_v \psi = \frac{1}{L_v}\frac{\partial \psi}{\partial v},\quad \mathrm{grad}_w \psi = \frac{1}{L_w}\frac{\partial \psi}{\partial w};$$

$$\mathrm{div}\, \boldsymbol{a} = \frac{1}{L_u L_v L_w}\left[\frac{\partial}{\partial u}(a_u L_v L_w) + \frac{\partial}{\partial v}(a_v L_u L_w) + \frac{\partial}{\partial w}(a_w L_u L_v)\right];$$

$$\mathrm{rot}_u \boldsymbol{a} = \frac{1}{L_v L_w}\left[\frac{\partial}{\partial v}(a_w L_w) - \frac{\partial}{\partial w}(a_v L_v)\right],$$

$$\mathrm{rot}_v \boldsymbol{a} = \frac{1}{L_u L_w}\left[\frac{\partial}{\partial w}(a_u L_u) - \frac{\partial}{\partial u}(a_w L_w)\right],$$

$$\mathrm{rot}_w \boldsymbol{a} = \frac{1}{L_u L_v}\left[\frac{\partial}{\partial u}(a_v L_v) - \frac{\partial}{\partial v}(a_u L_u)\right];$$

$$\Delta\psi = \frac{1}{L_u L_v L_w}\left[\frac{\partial}{\partial u}\left(\frac{L_v L_w}{L_u}\frac{\partial \psi}{\partial u}\right) + \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{L_u L_w}{L_v}\frac{\partial \psi}{\partial v}\right) + \frac{\partial}{\partial w}\left(\frac{L_u L_v}{L_w}\frac{\partial \psi}{\partial w}\right)\right].$$

В статье *Координаты* даны Л. к. для различных систем ортогональных криволинейных координат.

В. П. Битюцков.

ЛАМЕ ПОСТОЯННЫЕ — величины, характеризующие упругие свойства изотропного материала. В случае однородного изотропного тела компоненты напряжения σ_x, σ_y, ..., τ_{xy}, ... в нек-рой точке его выражаются через компоненты деформации ε_{xx}, ε_{yy}, ..., ε_{xy}, ... в той же точке шестью соотношениями вида:

$$\sigma_x = 2\mu\varepsilon_{xx} + \lambda(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}).$$

$$\tau_{xy} = \mu\varepsilon_{xy}.$$

Коэффициенты λ и μ впервые были введены Ламе (G. Lamé) и наз. Л. п. Они зависят как от материала, так и от его темп-ры и удобны для общих исследований в теории упругости, когда напряжения выражены через деформации.

Л. п. связаны с *модулями упругости* и коэфф. Пуассона ν — основными (с физич. точки зрения) характеристиками упругих свойств материала, — следующими ф-лами:

$$\mu = G,\quad \lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} = K - \frac{2G}{3}.$$

Здесь E — модуль продольной упругости, K — модуль объемного сжатия, G — модуль сдвига. По полученным экспериментальным путем значениям модулей упругости вычисляются величины Л. п. с помощью приведенных зависимостей. Напр., для мягкой стали $E = 2\cdot 10^6$ *кг/см*^{2} при $\nu = 0{,}3$, $\lambda = 0{,}577E$, $\mu = 0{,}388\,E = G$; для стекла $E = 0{,}56\cdot 10^6$ *кг/см*^{2} при $\nu = 0{,}25$, $\lambda = 0{,}4E$, $\mu = 0{,}4E = G$.

Лит.: 1) Ляв А., Математическая теория упругости, пер. с англ., М. — Л., 1935; 2) Зоммерфельд А., Механика деформируемых сред, пер. с нем., М., 1954.

Г. П. Слепцова.

ЛАМЕ ФУНКЦИИ — простейшие решения дифференциального ур-ния Ламе:

$$\xi(\xi^2 - a_1)(\xi^2 - a_2)(\xi^2 - a_3)\frac{d^2y}{d\xi^2} + [\xi^2(\xi^2 - a_1)(\xi^2 - a_2) + \xi^2(\xi^2 - a_2)(\xi^2 - a_3) + \xi^2(\xi^2 - a_3)(\xi^2 - a_4) + (\xi^2 - a_1)(\xi^2 - a_2)(\xi^2 - a_3)]\frac{dy}{d\xi} + (A\xi^2 - \lambda)y = 0.$$

Многочисленные задачи, связанные с установившимися колебаниями (напр., электромагнитными) и с диффузией при наличии источников диффундирующего вещества, приводят к уравнению $\Delta u + k^2 u = 0$, где Δ — *Лапласа оператор*. Когда такое ур-ние относится к области, лежащей внутри или вне поверхности эллипсоида, естественно прибегнуть к эллипсоидальным *координатам*, что и приводит к ур-нию Ламе. При $A = -n(n+1)$, где n — целое $\geqslant 0$, можно подобрать λ так, чтобы это ур-ние при четном n имело решение вида $P(\xi^2)$ и $P(\xi^2)\sqrt{(\xi^2 - a_i)(\xi^2 - a_j)}$, а при нечетном n — решения вида $P(\xi^2)\sqrt{\xi^2 - a_i}$ и $P(\xi^2)\sqrt{(\xi^2 - a_1)(\xi^2 - a_2)(\xi^2 - a_3)}$, где P — многочислен. Такие решения наз. функциями Ламе первого рода. Каждой из них соответствует функция Ламе второго рода, в совокупности с к-рой она образует линейно независимую систему решений ур-ния Ламе. Л. ф. тесно связаны со *сферическими функциями* и играют (в частности, в теории потенциала) ту же роль для эллипсоида, какую для сферы играют многочлены Лежандра и присоединенные ф-ции Лежандра.

Лит.: Уиттекер Е. Т., Ватсон Г. Н., Курс современного анализа, пер. с англ., т. 2, Л. — М., 1934; Гобсон Е. В., Теория сферических и эллипсоидальных функций, пер. с англ., М., 1952.

Д. А. Василькое

ЛАМИНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ — упорядоченный режим течения вязкой жидкости (или газа), характеризующийся отсутствием перемешивания между соседними слоями жидкости. Картину Л. т. можно наблюдать при движении жидкости в стеклянной трубе, если ввести в основной поток через узкую трубку тонкую струю окрашенной жидкости (рис. 1). Когда скорость потока достаточно мала, окрашенная жидкость увлекается потоком в виде отчетливо наблюдаемой тонкой прямолинейной струйки; в этом случае и имеет место Л. т. Если же скорость потока превысит известный предел, то струйка начнет размываться и перемешиваться с основным потоком; течение при этом становится турбулентным (см. *Турбулентное течение*). Наблюдаемое явление объясняется тем, что при достаточно малых скоростях течения случайно возникающие в потоке возмущения гаснут, не вызывая заметного перемешивания слоев жидкости, и в трубе сохраняется Л. т. С увеличением же скорости в потоке создаются условия, при к-рых Л. т. перестает быть устойчивым и под влиянием случайных возмущений переходит в турбулентное.

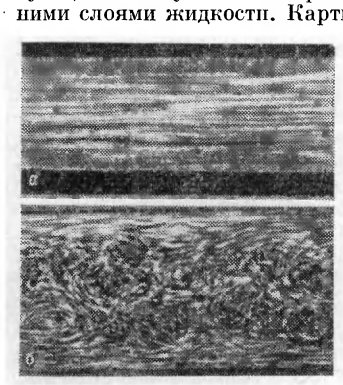


Рис. 1. *а* — ламинарное течение; *б* — турбулентное течение.

Наличие условий, при к-рых Л. т. перестает быть устойчивым, зависит от *Рейнольдса числа* $Re = vl/\nu$, где l и v — характерные для данного течения размер и скорость, $\nu = \mu/\rho$ — кинематич. коэфф. вязкости (μ — динамич. коэфф. вязкости, ρ — плотность жидкости). Для каждого данного вида течения существует такое число $Re_{кр}$, наз. нижним критич. числом Рейнольдса, что при любом $Re < Re_{кр}$ Л. т. является устойчивым. Именно при этих значениях числа Re и имеют место наблюдаемые на практике Л. т. Принимая особые меры для уменьшения возможных случайных возмущений в потоке, можно получать Л. т. и при $Re > Re_{кр}$, однако такие Л. т. не являются устойчивыми и при возникновении возмущений переходят в турбулентные. Значения $Re_{кр}$ для различных течений определяются обычно экспериментально. Теоретически Л. т. изучаются с помощью *Навье-Стокса уравнений* движения вязкой жидкости.

Точные решения этих ур-ний удается получить лишь в небольшом числе частных случаев (см. *Гидродинамика*); для решения большинства конкретных задач пользуются приближенными методами, основанными на отбрасывании в ур-ниях движения членов, к-рые при рассматриваемых значениях числа Re являются малыми.

Представление о характерных особенностях Л. т. дает хорошо изученный теоретически и экспериментально случай движения в круглой цилиндрич. трубе. Для этого течения, независимо от степени шероховатости стенок трубы, $Re_{кр} \approx 2200$, где $Re = v_{ср}d/\nu$ ($v_{ср}$ — средняя скорость, равная отношению секундного расхода жидкости к площади поперечного сечения трубы, d — диаметр трубы). Т. о., практически устойчивое Л. т. может иметь место или при сравнительно медленном течении достаточно вязкой жидкости или же в очень тонких (капиллярных) трубках. Напр., для воды ($\nu = 10^{-6}$ *м*^{2}/*сек* при 20°С) устойчивое Л. т. со скоростью $v_{ср} = 1$ *м/сек* возможно лишь в трубках диаметром не более 2,2 *мм*.

При Л. т. в неограниченно длинной трубе закон изменения скоростей по сечению трубы дается равенством $v = v_{макс}(1 - r^2/a^2)$, где a — радиус трубы, r — расстояние от оси, $v_{макс} = 2v_{ср}$ — осевая (максимальная по величине) скорость течения; соответствующий параболич. профиль скоростей в любом сечении трубы показан на рис. 2. Жидкость в трубе течет цилиндрич. слоями, движение к-рых по мере приближения к стенкам трубы все более замедляется действующими между слоями силами вязкого трения.

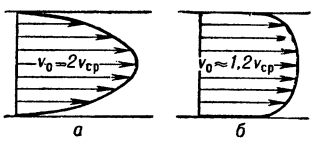


Рис. 2. Распределение скоростей по сечению трубы: *а* — при ламинарном течении; *б* — при турбулентном течении.

Напряжение трения изменяется вдоль радиуса по линейному закону $\tau = \tau_w r/a$, где $\tau_w = 4\mu v_{ср}/a$ — напряжение трения на стенке трубы. При равномерном движении для преодоления сил вязкого трения в трубе должен иметь место продольный перепад давления, величина к-рого, отнесенная к единице длины трубы, равна

$$(p_1 - p_2)/l = 32\mu v_{ср}/a^2, \qquad (1)$$

где p_1 и p_2 — давления в к.-н. двух поперечных сечениях, находящихся на расстоянии l друг от друга. Из (1) находится выражение для секундного расхода жидкости (см. *Пуазейля закон*):

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} v_{ср} = \frac{\pi d^4}{128\mu} \frac{p_1 - p_2}{l}. \qquad (2)$$

Расход при Л. т. оказывается пропорциональным четвертой степени диаметра трубы. Из важных приложений равенства (2) следует отметить использование его при экспериментальном определении коэфф. вязкости.

При изучении движения жидкости в трубах перепад давления выражают обычно равенством

$$p_1 - p_2 = \lambda \frac{l}{d} \frac{\rho v_{ср}^2}{2}, \qquad (3)$$

где λ — т. н. коэфф. сопротивления трубы, зависящий от Re. Вид этой зависимости определяется режимом течения. Для Л. т., как видно из (1), $\lambda = 64/Re$.

В трубе конечной длины Л. т. с описанными выше свойствами устанавливаются не сразу. В начальной части трубы имеется т. н. входной участок, на к-ром под действием сил вязкости все имеющиеся при входе возмущения гасятся, а профиль скоростей постепенно преобразуется в параболический. Приближенно длину входного (начального) участка можно считать равной $H = 0{,}04Re\,d$.

Когда при $Re > Re_{кр}$ течение в трубе становится турбулентным, существенно изменяются все его свойства, в частности структура потока, профиль скоростей (рис. 2) и закон сопротивления, т. е. зависимость λ от Re (см. *Гидродинамическое сопротивление*).

Нек-рые авторы принимают за характерный размер для трубы ее радиус a, считая $Re' = v_{ср}a/\nu$. Тогда: 1) $Re'_{кр} = 1100$; 2) ф-ла (3) содержит коэффициент $\lambda' l/a$, где при Л. т. $\lambda' = 16/Re'$, 3) длина входного участка $H = 0{,}16Re'a$.

Другой практически важный случай Л. т. имеет место в теории смазки. Изучение трения в подшипниках с жидкой смазкой сводится к рассмотрению Л. т. в тонком смазочном слое между шипом и подшипником. Соответствующий расчет позволяет определить действующие на шип момент сил трения и направленную перпендикулярно линии центров шипа и подшипника поддерживающую силу, к-рая возникает вследствие эксцентричного расположения шипа в подшипнике и уравновешивает давление на шип (подробнее см. *Смазки гидродинамическая теория*). Теоретически и практически интересные случаи Л. т. могут также иметь место в конич. трубах (см. *Диффузор*), вблизи поверхности тел, обтекаемых маловязкой жидкостью (см. *Пограничный слой*), при медленном обтекании тел малых размеров очень вязкой жидкостью (см. в частности, *Стокса формула*), при распространении тонкой жидкой струи в безграничном объеме, заполненном той же жидкостью (затопленная струя) и др. Теория Л. т. применяется также в вискозиметрии при изучении явлений теплообмена в движущейся вязкой жидкости, при исследовании движения капель и пузырьков в жидкой среде, при рассмотрении нек-рых задач о течении в тонких пленках жидкости и при решении ряда др. задач физики и физич. химии.

Лит.: 1) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; 2) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М., 1957, гл. 8, гл. 9, § 100; 3) Слезкин Н. А., Динамика вязкой несжимаемой жидкости, М., 1955, гл. 4—11; 4) Тарг С. М., Основные задачи теории ламинарных течений, М. — Л., 1951; 5) Левич В. Г., Физико-химическая гидродинамика, 2 изд., М., 1959.

С. М. Тарг.

ЛАМПА БАКТЕРИЦИДНАЯ — см. *Лампа ртутная низкого давления.*

ЛАМПА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ — электронная лампа для усиления электромагнитных колебаний СВЧ (300 *Мгц* — $3 \cdot 10^5$ *Мгц*), в к-рой электронный поток взаимодействует с электрич. полем замедленной электромагнитной волны. Длит. взаимодействие электронного потока с полем *бегущей волны*, фазовая скорость к-рой близка к скорости электронов, дает значит. эффект; поэтому Л. б. в. имеет большой коэфф. усиления. Бегущая электромагнитная волна может быть создана в системах, подобных линиям с распределенными параметрами. В таких системах резонансные свойства не выражены резко; поэтому Л. б. в., как правило, характеризуется широкой полосой усиливаемых частот (см. *СВЧ электронные приборы*). В обычной *двухпроводной линии* или коаксиальной линии фазовая скорость распространения близка к скорости света c. При скоростях электронов, соответствующих ускоряющим напряжениям 250—2500 *в*, в Л. б. в. необходимо наличие системы, в к-рой фазовая скорость распространяющихся электромагнитных колебаний была бы значит. меньше c (в 10—35 раз). Такие устройства наз. замедляющими системами.

В зависимости от мощности усиливаемого сигнала $P_{вых}$ на выходе Л. б. в. различают: Л. б. в. малой мощности ($P_{вых} \approx 1$ *мвт*), средней ($P \approx 1$ *вт*) и большой ($P \approx 1$ *квт*) мощностей. В Л. б. в. малой мощности электронный поток, эмитируемый катодом K, фокусируется электродом $Ф$, ускоряется анодом A, далее пролетает по оси проводящей спирали C и попадает на коллектор $Д$ (рис. 1). Лампа помещается в продольное магнитное поле, фокусирующее электронный поток. Спираль уменьшает фазовую скорость волны вдоль оси прибора до величины $\approx$ скорости электронов v_e; принцип замедления состоит в том, что вдоль витка спирали волна движется со скоростью $\approx c$, следовательно, в направлении оси спирали скорость волны $v_{фо} \approx ch/2\pi a$, где h и a — шаг и радиус спирали; подбирая h и a, можно получить $v_{фо} \ll c$.

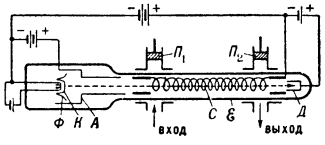


Рис. 1.

Усиливаемый сигнал представляет собой волну, распространяющуюся вдоль спирали по передающей линии, образованной спиралью и металлич. экраном Б, в к-рый помещен стеклянный баллон лампы. Связь с сигналом на входе и выходе Л. б. в. осуществляется в сантиметровой области *волноводами*, а в дециметровой области — коаксиальными линиями. Поршни $П_1$ и $П_2$ служат для согласования замедляющей системы Л. б. в. с входной и выходной линиями.

Под действием входного сигнала электронный поток модулируется по скорости и при дальнейшем движении разбивается на сгустки (модуляция по плотности), к-рые оказываются в тормозящих полупериодах электромагнитного поля. Поясним процесс образования таких сгустков и передачи энергии от сгустков полю спирали. В простейшем случае, когда продольная составляющая электрич. поля спирали имеет вид бегущей волны постоянной амплитуды $E_z = E_1 \sin(\omega t - \omega z/v_{фо})$ (E_1 — амплитуда, ω — угловая частота, z — координата, направленная вдоль оси спирали), распределение $E_z(z)$ при $t = 0$ дано на рис. 2. Стрелками обозначены силы, действующие на электроны. Если скорость электронного потока v_e равна $v_{фо}$, то поток неподвижен относительно волны; при этом в плоскости b соберутся электроны с участков ab и bc, в плоскости d — электроны с участков cd и de и т. д. Т. о., в плоскостях b, d и др. образуются сгустки электронов; наоборот, в плоскостях a, c, e и т. д. концентрация электронов уменьшается. Пусть теперь скорость потока v_e превышает $v_{фо}$. Тогда сгустки будут перемещаться относительно волны поля слева направо. При этом они попадут в тормозящую фазу электромагнитного поля, т. е. отдадут свою энергию полю. Амплитуда поля будет нарастать с координатой z. Этот процесс можно рассматривать как результат излучения электромагнитных волн электронными сгустками в присутствии замедляющей системы. Т. о., электронный поток, движущийся несколько быстрее, чем волна, группируется так, что он отдает свою энергию электромагнитному полю, что и приводит к усилению входного сигнала.

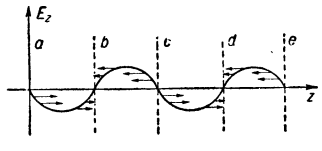


Рис. 2.

Проводящая спираль — наиболее простая замедляющая система — обычно применяется в Л. б. в. малой

и средней мощности. Фазовая скорость волны в большинстве спиралей почти не зависит от частоты сигнала ($v_{фо} \approx ch/2\pi a$), поэтому можно считать, что полоса усиления Л. б. в. ограничивается полосой пропускания входных и выходных устройств и в реальных Л.б.в. (работающих, напр., на частоте 3 000 *Мгц*) может составлять 1000 *Мгц*. В действительности, благодаря взаимному влиянию токов в различных витках спирали, фазовая скорость волны в спирали все же зависит от длины волны сигнала, т. е. $n_ф = c/v_{фо} = n(\lambda)$, где $n_ф$ — замедление волны по фазовой скорости, λ — длина волны в свободном пространстве ($\lambda = 2\pi c/\omega$). Дисперсия волн в спирали характеризуется неравенством $\frac{dn_ф}{d\lambda} < 0$, что соответствует в оптике явлению нормальной дисперсии (см. *Дисперсия света*). Замедление волны по групповой скорости $n_{гр} = c/v_{гр}$ связано с $n_ф$ соотношением: $n_{гр} = n_ф - \lambda \frac{dn_ф}{d\lambda}$. Т. о., для спирали, имеющей нормальную дисперсию, $n_{гр} > n_ф > 0$, т. е. групповая скорость направлена в ту же сторону, что и фазовая скорость, и направление распространения энергии в спирали совпадает с направлением фазовой скорости волны. В нек-рых специальных замедляющих системах возможно выполнение неравенств: $\frac{dn_ф}{d\lambda} > \frac{n_ф}{\lambda} > 0$, $n_{гр} < 0$, $v_{гр} < 0$ при $v_ф > 0$ (см. *Лампа обратной волны*).

Важным параметром, характеризующим спираль, является ее коэфф. связи $K = E_z^2/(2\beta^2 P)$, где E_z — амплитуда продольного поля, $\beta = \omega/v_{фо}$ — постоянная распространения волны, P — средняя мощность, переносимая волной. Чем больше K, тем больше (при заданном P) величина продольного поля E_z, взаимодействующего с электронным потоком. K имеет макс. значение вблизи витков спирали, где E_z максимально, и уменьшается к оси спирали. Обычно $K \approx$ неск. десятков *ом*. Для спирали, характеризующейся нормальной дисперсией, $v_{гр} > 0$ при $v_{фо} > 0$ и, следовательно, $P > 0$ и $K > 0$.

В мощных Л. б. в., характеризующихся большими электронными токами I_0 и высокими потенциалами

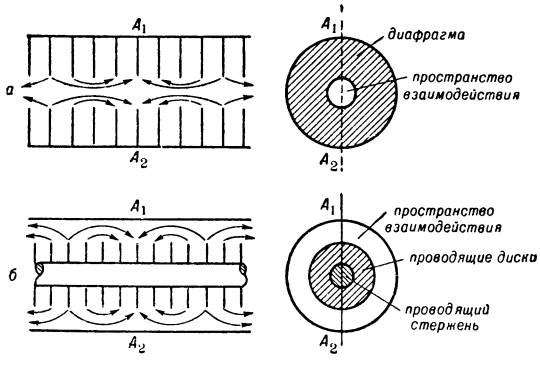


Рис. 3.

спирали U_0 ($I_0 \approx 10$ *а*, $U_0 \approx 100$ *кв* в импульсном режиме), необходим значит. теплоотвод от замедляющей системы. В этом случае замедляющей системой служат *волновод* с диафрагмами или стержень с дисками. У этих замедляющих систем K больше, чем у спирали, но они более узкополосны (относит. полоса рабочих частот в этих лампах составляет 10—15%), т. к., по существу, представляют собой последовательность связанных резонаторов; каждый резонатор представляет собой объем, заключенный между двумя соседними диафрагмами или дисками (рис. 3, *а*, *б*). На рис. 3 изображена структура электрич. поля в плоскости A_1A_2 в фиксированный момент времени. Для мощных Л. б. в. существуют также специальные замедляющие системы типа «клеверный лист», в которых благодаря увеличению связи между соседними резонаторами полоса пропускания значительно расширена [2, 3].

Процессы в Л. б. в. малой мощности хорошо описываются теорией малых сигналов, в к-рой предполагается, что переменные составляющие электронного тока и скорости электронов много меньше, чем их постоянные составляющие, и пренебрегается произведениями малых величин.

Предположим, что все переменные величины (электронный ток I_0, плотность электронов N, скорость электронов v_e и т. д.) пропорциональны $\exp(-\Gamma z + j\omega t)$, где Γ в общем случае комплексная величина, наз. постоянной распространения ($\Gamma = j\beta = j2\pi/\Lambda$, Λ — длина волны в замедляющей системе), ω — угловая частота волны. Тогда условия совместности ур-ний электромагнитного поля и ур-ний движения электронов записываются в виде дисперсионного ур-ния $F(\omega, \Gamma) = 0$ (см., напр., *Дисперсия света*). Комплексные значения Γ с $\mathrm{Re}\,\Gamma < 0$ ($\mathrm{Re}\Gamma$ — вещественная часть Γ) соответствуют решениям, экспоненциально нарастающим с координатой z в полупространстве $z > 0$. Для прямых волн для Γ получается кубическое дисперсионное ур-ние, два корня к-рого Γ_1 и Γ_2 близки к $j\beta_e = j\omega/v_e$, где v_e — средняя скорость электронного потока; эти волны близки к плазменным волнам в электронном потоке (см. *Плазма* и *СВЧ электронные приборы*). Волна Γ_1 имеет $\mathrm{Re}\,\Gamma_1 > 0$ и экспоненциально затухает с координатой z, а волна Γ_2 имеет $\mathrm{Re}\,\Gamma_2 < 0$, т. е. нарастает с координатой z. Фазовые скорости обеих волн $v_{ф_1}$ и $v_{ф_2}$ меньше, чем v_e. Постоянная распространения Γ_3 характеризует волну, близкую к невозмущенной волне замедляющей системы, ее фазовая скорость немного превышает $v_{фо}$; $\mathrm{Re}\,\Gamma_3 = 0$, эта волна имеет постоянную амплитуду.

Результирующее поле в замедляющей системе Л. б. в., а также в электронном потоке, представляет собой сумму трех собственных волн, амплитуды к-рых могут быть найдены из граничных условий на входе замедляющей системы и электронного потока. Поле у входа Л. б. в. имеет сложный характер, оно зависит от начальных условий на входе и от соотношения v_e и $v_{фо}$. При достаточном удалении от входа начинает преобладать нарастающая волна. Коэфф. усиления Л. б. в. в *дб* определяется ф-лой: $G_{дб} = 20 \lg [U(l)/U(0)]$, где $U(0)$ — сигнал, подаваемый на вход спирали, $U(l)$ — сигнал на выходе спирали, имеющей длину l. Нарастающая волна в спирали на входе составляет примерно $^1/_3$ от полного сигнала, т. е. $U(0) = 3\,U_1(0)$, где $U_1(0)$ амплитуда сигнала на входе Л. б. в., приходящаяся на нарастающую волну. Сигнал на выходе Л. б. в. $U(l) \approx U_1(l)$, т. к. при достаточной величине усиления ненарастающими волнами можно пренебречь. Нарастающая волна изменяется по закону $U_1(l) = U_1(0) \exp(-\mathrm{Re}\Gamma z)$, ($\mathrm{Re}\Gamma < 0$). Учитывая сказанное, выражение для усиления запишем в виде:

$$G(дб) = 20 \lg {}^1/_3 \exp(|\mathrm{Re}\,\Gamma|\,l) = -9{,}54 + 20 \lg \exp(|\mathrm{Re}\Gamma| l). \quad (1)$$

Решая дисперсионное ур-ние для случая $v_{фо} = v_e$, можно получить выражение $G(дб) = -9{,}54 + 47{,}3\,CN$, где N — число длин волн (замедленных), укладывающихся на длине спирали $N = l/\lambda_e$, $\lambda_e = \lambda/n_ф$, $n_ф = c/v_ф$; $C = (I_0 \cdot K/4U_0)^{1/3}$, I_0 — электронный ток в *а*, U_0 — потенциал луча в *в*, K — коэфф. связи замедляющей системы в *омах*. Выражение для G приближенно, т. к. оно не учитывает влияния кулоновских сил и затухания в замедляющей системе. Обычно $G \approx 20$—30 *дб*.

Во всех реальных усилительных Л. б. в. вблизи входа на замедляющую систему наносят небольшой слой поглощающего вещества (напр., аквадага), к-рый поглощает волну, отраженную от выхода Л. б. в. и распространяющуюся навстречу лучу по спирали. Тем самым уменьшается обратная связь в Л. б. в. и предотвращается возможность паразитной генерации. Поглотитель поглощает также ту часть прямой волны, к-рая содержится в спирали; это уменьшает коэфф. усиления на несколько *дб*. Кулоновские силы взаимодействия электронов в потоке также уменьшают коэфф. усиления Л. б. в. В нек-рых спец. случаях Л. б. в. применяется как узкополосный генератор; при этом в Л. б. в. или не наносится поглотитель и действует внутренняя *обратная связь* или

же выход Л. б. в. соединяется со входом для образования положительной обратной связи.

Расчет Л. б. в. средней и большой мощности необходимо производить с помощью нелинейной теории, т. к. приближения линейной теории перестают выполняться. В этих лампах происходит более глубокая модуляция потока и полное разбиение его на сгустки; при учете кулоновских сил предполагается, что сгустки имеют вид электронных дисков. Электронный поток при работе Л. б. в. в нелинейном режиме содержит большое число гармоник основной частоты. Важной характеристикой мощных Л. б. в. является кпд, равный $(P_{вых} - P_{вх}) \cdot (I_0 U_0)^{-1}$, где $P_{вых}$ и $P_{вх}$ — средние за период значения мощности Л. б. в. на выходе и входе, I_0 и U_0 — постоянные составляющие тока и ускоряющего потенциала электронного потока. Кпд мощных Л. б. в. $\approx 30\%$.

Конструктивно Л. б. в. представляет собой длинный стеклянный или металлический баллон, внутри которого находятся: электронный прожектор, замедляющая система, коллектор, а также переходы от замедляющей системы к линии передачи. Магнитное фокусирующее устройство составляет внешнюю часть прибора.

В зависимости от способа фокусировки электронного пучка различают: Л. б. в. с фокусировкой постоянным продольным магнитным полем, создаваемым либо соленоидом, либо постоянным магнитом; Л. б. в. с периодич. фокусировкой (электростатической или магнитной) и Л. б. в. с центробежной электростатич. фокусировкой [5, 6].

Кроме Л. б. в. с прямолинейным электронным потоком (тип «*O*»), распространены Л. б. в. типа «*M*» («магнетронные усилители»), в к-рых электроны движутся в скрещенных постоянных магнитном и электрич. полях (рис. 4). Здесь *K* — катод, *B* — электрод, к-рый вместе с анодом *A* и замедляющей системой *C* формирует электрич. поле; $\mathcal{Б}$ — коллектор электронов, *D* — поглотитель; между *B* и *K* существует статич. электрич. поле *E*, нормальное к поверхности этих электродов. Постоянное магнитное поле H_0 направлено перпендикулярно плоскости рис. Траектории электронов в Л. б. в. типа «*M*» имеют сложный циклоидальный характер. Поперечная составляющая высокочастотного поля осуществляет группировку электронов в тормозящей фазе продольного высокочастотного поля, уменьшение энергии электронов связано с продольной составляющей высокочастотного поля; «работающие» электроны, отдающие энергию замедляющей системе, попадают на нее или на $\mathcal{Б}$. При этом их потенциальная энергия уменьшается на величину $e(U_0 - U_k)$, где U_0 и U_k — потенциалы замедляющей системы и катода, e — заряд электрона. Учитывая это изменение потенциальной энергии, говорят, что в Л. б. в. типа «*M*» в высокочастотную мощность превращается потенциальная энергия электронов (а не кинетическая, как в Л. б. в. с прямолинейным потоком). Л. б. в. типа «*M*» характеризуются более высоким (чем приборы типа «*O*») кпд $\approx 50\%$. В отличие от многорезонаторных *магнетронов*, в Л. б. в. типа «*M*» замедляющая система не замкнута и имеет вход и выход; электронный поток также разомкнут и имеет начало на катоде *K* и конец на коллекторе $\mathcal{Б}$. Обычно Л. б. в. типа «*M*» применяются в устройствах средней и большой мощности. Маломощные Л. б. в. типа «*M*» не получили распространения вследствие значит. собственных шумов, связанных главным образом с попаданием электронов на анод, замедляющую систему и холодный катод.

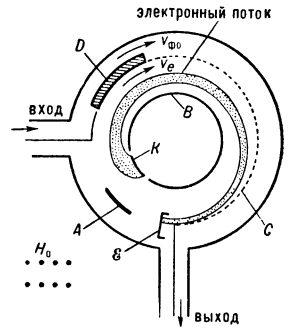


Рис. 4

Характеристики \ Тип	*RCA*-6861	*CNET*-*S*45	*CSF*-921	Англ. экспериментальная 1957 г.	*CSF* типа «*M*» экспериментальная 1954 г.	*CSF* типа «*M*» экспериментальная 1956 г.	УВ-5	УВ-6	УВ-7
Полоса усиливаемых частот в *Мгц*	2.7—3,5	6—8,5	3,8—4,2	средняя частота 2,85	1,2—1,3	средняя частота 1,3	3,4—4.4	3,4—4,4	3,4—4.4
Замедляющая система	спираль	спираль	спираль	круглый волновод с диафрагмами	линия типа «встречные штыри» [2,3]	линия типа «лестница» [2, 3]	спираль	спираль	спираль
Напряжение между катодом и замедляющей линией (U_0, *кв*)	0,4	1,3	0,9—1,1	115*	2,5—3,5 (для 200 *вт*)	75*	0.43	0.95	1.25
Ток в электронном потоке (I_0, *а*)	$0{,}15 \cdot 10^{-3}$	0.01	0,012—0,024	62*	0,15—0,25	60*	$0{,}5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$27{,}5 \cdot 10^{-3}$
Мощность на выходе ($P_{вых}$, *вт*)	0,001	>1	>2	$3 \cdot 10^{-6}$*	200—500	$2{,}5 \cdot 10^{-6}$*	—	0,05	2
Кпд (η, %)	—	—	—	34	45	50	—	—	—
Коэфф. усиления при малом сигнале (G_1, *дб*)	25	50	28—30	42	—	—	18	30	—
Коэфф. усиления при большом сигнале (G_2, *дб*)	—	40—45	20	35	15	10—13	—	—	26
Коэфф. шумов (F, *дб*)	max 6 min 4,8	—	—	—	—	—	9,03	—	—
Фокусировка (H_0, *э*)	соленоид 525	соленоид 1000	магнит 650	соленоид —	соленоид 800	— —	соленоид 700—800	соленоид 700—800	соленоид 700—800
Вход и выход	коаксиальная линия	волновод	волновод	волновод	коаксиальная линия	—	волновод	волновод	волновод

* В импульсном режиме.

Маломощные Л. б. в. применяются в качестве входных ступеней радиолокационных станций; они характеризуются малым значением коэфф. шума, порядка 5—10. Коэфф. шума $F = 10\lg (P_{ш.вых}/P_{вых})/(P_{ш.вх}/P_{вх})$ *дб*, где $P_{вх}$ и $P_{вых}$ — мощности сигнала на входе и на выходе Л. б. в., $P_{ш.вх}$ и $P_{ш.вых}$ — мощности шумов на входе и на выходе лампы. Л. б. в. средней мощности применяются как промежуточные усилители в ретрансляционных станциях. На мощных Л. б. в. работают выходные ступени передатчиков СВЧ. Л. б. в. могут применяться также для детектирования и смешения частоты в диапазоне СВЧ [2]. В табл. приведены примерные параметры нек-рых Л. б. в. типов «*О*» и «*М*».

Лит.: 1) [Пирс Дж. Р.], Лампа с бегущей волной, пер. с англ., М., 1952; 2) Шевчик В. Н., Основы электроники сверхвысоких частот, М., 1959; 3) Voge J., Les tubes aux hyperfréquences, P., 1959; 4) Гапонов В. И., Электроника, ч. 2, М., 1960; 5) Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960; 6) Чернов З. С., Системы с центробежно-электростатической фокусировкой электронного потока, «Радиотехника и электроника», 1956, т. 1, вып. 11; 7) Гвоздовер С. Д., Теория электронных приборов сверхвысоких частот, М., 1956; 8) Радиофизическая электроника, под ред. Н. А. Капцова, М., 1960; 9) Калинин В. И., Герштейн Г. М., Введение в радиофизику, М., 1958; 10) Лопухин В. М., Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, М., 1953.

В. М. Лопухин.

ЛАМПА БЕЗЭЛЕКТРОДНАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ — газоразрядная лампа, в к-рой светит газ при низком давлении за счет высокочастотного напряжения, подаваемого на внешние электроды (см. *Источники света газоразрядные*). Лампа чаще всего изготовляется в виде цилиндрич. стеклянной или кварцевой трубки, на концы к-рой снаружи надеты металлич. электроды. К электродам подводится напряжение от высокочастотного генератора (10^7—10^8 *гц*) мощностью от неск. *вт* до сотен *вт*. При этом в лампе возникает высокочастотный *тлеющий разряд*. Его средняя часть аналогична положит. столбу разряда постоянного тока при наличии внутр. электродов. Электроны в плазме высокочастотного разряда совершают колебательное движение и вызывают интенсивные ионизацию и возбуждение атомов. Высокочастотный разряд характеризуется, вообще говоря, более высокой электронной темп-рой, чем разряд постоянного тока. У обоих концов трубки, где расположены внешние электроды, образуются катодные части разряда. Здесь имеется сильное радиальное поле, вызывающее ионную бомбардировку стенок трубки. Внутри электродов образуется нечто вроде полого катода, в к-ром могут возбуждаться ионные линии с высокими потенциалами возбуждения (напр., линия He II, λ 4686 Å).

Безэлектродный разряд можно также осуществить в виде кольцевого разряда, если трубку достаточно широкого сечения поместить внутри катушки-соленоида, по к-рой протекает высокочастотный ток. Разряд имеет вид коаксиальных с катушкой колец. При кольцевом разряде имеет место процесс, аналогичный процессу возникновения индукционных токов в проводящих телах. Как правило, во внешних слоях колец возбуждаются спектральные линии с большей энергией возбуждения, чем во внутр. слоях.

Вопрос о зависимости характера высокочастотного разряда от частоты тока мало изучен, т. к. при изменении частоты колебаний трудно поддерживать постоянными остальные параметры разряда. Существенные изменения в разряде возникают при переходе к сверхвысокочастотному диапазону $\sim 10^9$ *гц*.

Л. б. в. находят широкое применение при спектральном анализе газов. Отсутствие внутри трубки металлич. электродов исключает возможность химич. реакций газа с металлом электродов, а также изменения состава анализируемой смеси газов вследствие поглощения электродами. Кроме того, изменяя давление газа и диаметр трубки, можно, варьируя характеристики разряда, создавать условия, благоприятные для свечения как трудно возбудимых, так и легко возбудимых компонентов. Т. о. удается добиться высокой чувствительности анализа смеси на разные примеси.

Безэлектродная лампа на диапазоне $\sim 10^9$ *гц* применяется для возбуждения спектров элементов, доступных лишь в малых количествах. Напр., вводя в трубку, заполненную гелием, небольшое количество соли к.-л. редкой земли, можно получить ее интенсивный спектр. Разряд, возбуждаемый на очень высоких частотах, пригоден также для возбуждения спектральных линий одноизотопных образцов различных элементов, напр. Hg^{196} или Kr^{86}. При этом поглощение исследуемого элемента стенками трубки значительно меньше, чем при разряде на более низких частотах. Л. б. в. с чистыми изотопами применяют в метрологии (см. *Лампа с изотопами*).

Лит.: 1) Радиофизическая электроника, под ред. Н. А. Капцова, М., 1960; 2) Бочкова О. П. и Шрейдер Е. Я., Спектральный анализ газовых смесей, М., 1955. *С. Э. Фриш.*

ЛАМПА ВОДОРОДНАЯ — специальная газоразрядная лампа (см. *Источники света газоразрядные*), наполненная водородом и дающая непрерывный спектр излучения в ультрафиолетовой области.

Молекулярный водород при возбуждении электрич. разрядом дает интенсивный сплошной спектр, начинающийся в видимой области спектра (ок. 480 *ммк*) и простирающийся далеко в коротковолновую часть ультрафиолетовой области (почти до 170 *ммк*). Кривая распределения (рис. 1) энергии по спектру излучения водорода практически не зависит от режима работы и конструкции лампы в довольно широких интервалах давления. В более коротковолновой части (от 170 *ммк* и короче) наблюдается полосатый спектр водорода.

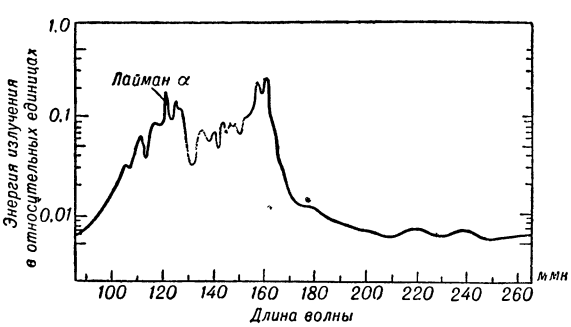


Рис. 1. Примерная кривая распределения энергии в спектре излучения водорода.

Первые лабораторные образцы Л. в. представляли собой высоковольтные трубки тлеющего разряда, однако они вытесняются Л. в., работающими в режиме дугового низковольтного разряда. Последние более эффективны по излучению, безопасны и удобны в обращении. Наиболее известны большие Л. в. типа ВУ-1 на 150 *вт* и типа ВСФУ-3 на 25 *вт*, применяемые в спектрофотометрах СФ-4 и отличающиеся высокой стабильностью своего излучения (см. рис. 2).

Рис. 2. Схема устройства водородной лампы ВСФУ-3: *1* — колба; *2* — увиолевое окно; *3* — анод; *4* — экранирующий цилиндр; *5* — сквозное отверстие, через к-рое проходит разряд; *6* — катод

Для работ в коротковолновой области ультрафиолетового спектра изготавливаются специальные Л. в. с колбами, снабженными сапфировыми, флюорито-

выми или фтористо-литиевыми окнами. В последнее время Л. в. начинают вытесняться более эффективными дейтериевыми лампами, напр. ДУ-1 и ДСФУ-3.

Лит.: 1) Lorenz E., Kneck P. D., «J. Opt. Soc. America», 1943, v. 33, № 12, p. 663; 2) Allen A. J., Franklin R. G., там же, 1939, v. 29, № 10, p. 453; 3) Иванова М. К., «ЖТФ», 1941, т. 11, вып. 12, с. 1140; 4) Allen A. J., «J. Opt. Soc. America», 1941, v. 31, № 3, p. 268; 5) Иванова М. К. и Яковлева А. В., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1950, т. 14, № 4, с. 561; 6) Левиков С. И., Шишацкая Л. Н., «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 6, вып. 5, с. 688. *С. И. Левиков.*

ЛАМПА ДЛЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ — специальная лампа для возбуждения спектра *комбинационного рассеяния света*. Л. д. к. р. имеет линейчатый спектр с высокой интенсивностью без сплошного фона в области линий комбинационного рассеяния. Имеются два типа Л. д. к. р.: спиральные и прямолинейные. Спиральная лампа (рис. 1) питается постоянным током. При разрядном токе 25*а* падение напряжения на ней порядка 100 *в*. Т. к. газовое наполнение отсутствует, то для возбуждения разряда предварительно подогревают лампу электрич. печью, а затем зажигают мощным высоковольтным импульсом, который подается на жидкие электроды при горящей местной дуге у катода, в цепи поджигающего электрода.

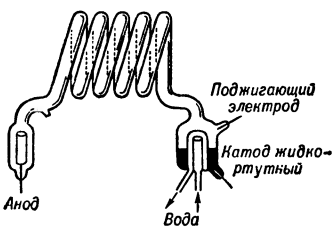


Рис. 1.

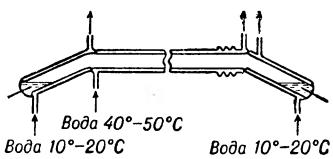


Рис. 2.

Несколько менее распространены прямолинейные ртутные лампы, у которых оба концевых электрода тоже жидкие, охлаждаемые проточной водой, а средняя, рабочая часть (прямая) охлаждается водой, подогретой до 50° С (рис. 2). Хотя упругость паров ртути такая же, как и у спиральных ламп, но из-за небольшого охлаждения рабочей части лампы снижается кинетич. энергия частиц в разряде, что влечет уменьшение *доплеровского уширения спектральных линий*, отчего интенсивность в максимуме линии возрастает. Эти лампы применяются для исследования тонкой структуры линий комбинационного рассеяния.

Для возбуждения спектров комбинационного рассеяния сильно окрашенных веществ и фотохимически неустойчивых соединений применяются лампы, дающие линии преимущественно в желтой, красной и близкой инфракрасной частях спектра. Сюда относятся специальные низковольтные дуговые гелиевые и натровые лампы, а также спиральные высоковольтные гелиевые трубки, работающие в режиме тлеющего разряда.

Лит.: 1) Бобович Я. С. и Пивоваров В. М., «УФН», 1956, т. 60, вып. 4, с. 689; 2) Черемисинов В. П., «ПТЭ», 1956, № 2, с. 122; 3) Пивоваров В. М., Кирьянова Л. А., Бобович Я. С., Тархов Г. Н., «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 7, вып. 2. *С. И. Левиков.*

ЛАМПА ДНЕВНОГО СВЕТА — см. *Лампа люминесцентная.*

ЛАМПА ИМПУЛЬСНАЯ — см. *Импульсные источники света.*

ЛАМПА ИНФРАКРАСНАЯ (для сушки) — газонаполненная *лампа накаливания* мощностью 250—500 *вт* с телом накала в виде вольфрамовой спирали, рассчитанной на пониженную рабочую темп-ру, с излучением в инфракрасной области спектра 1—2 *мм*. Л. и. имеет стеклянный баллон параболич. формы, у к-рого часть внутр. поверхности со стороны цоколя покрыта зеркальным слоем алюминия, концентрирующим лучистый поток в заданном направлении. Лампа не требует специального рефлектора. Применяется для сушки материалов и изделий.

ЛАМПА КАДМИЕВАЯ — *лампа спектральная* для воспроизведения спектральных линий кадмия (см. также *Лампа с изотопами*). В спектре излучения Л. к. наибольший интерес представляет красная кадмиевая линия 643, 84696 *ммк*, принимаемая в качестве нормали первого порядка, а в метрологии — для точного измерения единицы длины.

В СССР разработаны лампы СМК-2, к-рые зажигаются от 220 *в* переменного напряжения и при разрядном токе в 1,5 *а* и падении напряжения на электродах 15—20*в* дают излучение зеленого цвета яркостью порядка 10^4 *нт*. *С. И. Левиков.*

ЛАМПА КАРБИД-ТАНТАЛОВАЯ — *лампа накаливания*, в к-рой тело накала изготовлено из карбида тантала (TaC). Преимущество TaC состоит в высокой точке плавления, малой испаряемости при больших темп-рах и повышенной излучательной способности. Исключит. хрупкость TaC вынуждает делать из него только массивные тела накала, нагреваемые индукционными токами. В изображенной на рисунке Л. к.-т. телом накала служит массивный диск диаметром в 8 *мм*, нагреваемый полем высокой частоты (3,5 *Мгц*) от генератора мощностью 1,5*квт*. Яркость диска достигает 80 *мнт*. Концентрация высокочастотного поля обеспечивается медным цилиндром, к-рый находится внутри колбы лампы, наполненной аргоном до давления в 2 *атм*. Цилиндр охлаждается проточной водой. На колбу надета катушка связи с высокочастотным генератором. Такая Л. к.-т. применяется для печатания дубликатов кинолент, при изготовлении трубок цветного телевидения, для контроля воздушных полетов, в прожекторах и т. д.

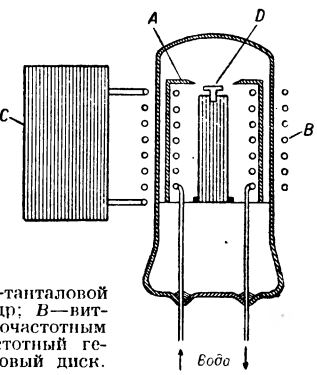


Схема устройства карбид-танталовой лампы: *A* — медный цилиндр; *B* — витки катушки связи с высокочастотным генератором; *C* — высокочастотный генератор; *D* — карбид-танталовый диск.

Лит.: 1) Волощук Н. Н., Гельфгот А. Л., «Светотехника», 1937, № 4—5; 2) Левиков С. И., «Тр. Гос. оптич. ин-та», 1941, т. 14, вып. 112—120, с. 128; 3) Peck S. C., «J. Soc. Motion Picture and Telev. Engrs», 1955, v. 64, № 12, p. 671; его же, «Illum. Engng», 1957, v. 52, № 2, p. 96. *С. И. Левиков.*

ЛАМПА ЛЕНТОЧНАЯ — *лампа накаливания* с телом накала в виде ленты. Ленты изготавливаются из вольфрама, обладающего высокой темп-рой плавления и малой упругостью паров. Современная технология изготовления вольфрамовых лент позволяет создавать лампы, обеспечивающие высокие и однородные яркости на относительно большой поверхности. Л. л. удобны, кроме того, тем, что известны данные о лучеиспускат. способности вольфрамовых лент и о спектральном распределении их излучения [4, 5]. Фотометрич. параметры Л. л. воспроизводятся с высокой степенью точности в течение продолжит. срока службы. Благодаря этому Л. л. являются *весьма надежными эталонами яркости* и темп-ры.

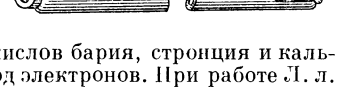
Для изготовления Л. л. пользуются калиброванными вольфрамовыми лентами толщиной 0,02—0,03 *мм* и шириной в 2 *мм*, изогнутыми в виде буквы «П», причем рабочим участком служит центр. зона средней части ленты длиной 7—10 *мм*. В стенку колбы против рабочей части ленты для устранения возможных причин, искажающих изображение ленты, у нек-рых Л. л вплавляют плоские окна, иногда из увиолевого стекла. Заднюю стенку колбы скашивают, чтобы устранить возможность попадания в прибор лучей, отраженных от задней стенки.

Л. л. применяются для решения самых разнообразных фотометрич. и пирометрич. задач (градуировки приемников излучения, измерения высоких темп-р и т. д.).

Лит.: 1) Левиков С. И., «Оптико-механическая промышленность», 1939, № 2, с. 9; 2) его же, «Заводск. лаборатория», 1940, т. 9, № 3, с. 375; 3) Voogd J., «Philips' techn. Rundschau», 1940, H. 3, с. 83; 4) Temperature, N. Y., 1941; 5) De Vos J. C., «Physica», 1954, dl 20, № 10, p. 669—89, p. 715—20; 6) Рибо Г., Оптическая пирометрия, пер. с франц., М. — Л., 1934. *С. И. Левиков.*

ЛАМПА ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ — искусственный источник света, основанный на двойном преобразовании энергии — превращении электрич. энергии в энергию ультрафиолетового излучения и ультрафиолетового излучения в видимое свечение люминесцирующих веществ. По сравнению с *лампами накаливания* Л. л. обладают существенными преимуществами: в неск. раз большей экономичностью, резко улучшенными цветовыми свойствами и повышенным сроком службы.

Л. л. представляет собой стеклянную трубку, наполненную парами ртути и аргоном (рис.), с нанесенным на внутр. поверхность мелкокристаллич. порошком люминесцирующих веществ (см. *Люминофоры*). В оба конца трубки впаяны электроды в виде вольфрамовых спиралей; они покрыты окисидной пастой (смесь окислов бария, стронция и кальция), облегчающей выход электронов. При работе Л. л. на переменном токе электроды поочередно служат катодом и анодом и нагреваются разрядом. При этом работает лишь небольшая часть катода (катодное пятно). Излишний нагрев электродов в анодный полупериод снижается приваренными к ножкам электродов никелевыми отростками, к-рые принимают на себя более половины разрядного тока.



Давление ртутных паров благодаря наличию избытка жидкой ртути зависит от темп-ры стенок лампы. При нормальной темп-ре (40°С) оно составляет ок. 10^{-2} *мм рт. ст.*; давление аргона ок. 4 *мм рт. ст.* Существенную роль в установлении нормальной темп-ры стенок играет внешняя темп-ра, к-рая должна быть 18—25°С. При низких внешних темп-рах Л. л. нуждаются в теплоизоляции. Нормальная темп-ра стенок Л. л. достигается через неск. минут после включения, и тогда только устанавливается стабильное значение светового потока.

При работе Л. л. электрич. ток в неск. десятых долей *а* проходит между электродами сквозь газовую среду, возбуждая свечение паров ртути. Аргон не возбуждается, но улучшает условия возбуждения паров ртути и замедляет разрушение электродов. Ртутные пары при низких давлениях и малом токе испускают гл. обр. 2 ультрафиолетовые линии спектра (0,185 и 0,254 μ). Видимое свечение люминофора возбуждается ультрафиолетовым излучением и составляет основную часть светового потока Л. л. Его спектральный состав зависит от состава люминофора и может быть любым. В излучении Л. л. общего освещения значительно усилена желто-зеленая часть спектра, к к-рой особенно чувствителен человеч. глаз. В основных типах Л. л. применяется смесь обычно двух люминофоров: вольфрамата магния (голубое свечение) и цинк-бериллий силиката (оранжевое свечение). В зависимости от типа люминофора и пропорции смеси изготовляются Л. л. дневного света, холодно-белого света, белого света и тепло-белого света, а также солнечного света, дающие не только видимое, но и ультрафиолетовое излучение, и специальные Л. л., дающие ультрафиолетовое излучение с длинами волн ~0,36 μ. Последние применяются со светофильтрами, пропускающими только ультрафиолетовые лучи, и служат для возбуждения светящихся шкал измерит. приборов и др.

Светоотдача Л. л. 40—50 *лм/вт* (т. е. в 3—4 раза выше, чем у ламп накаливания) и зависит от длины трубки и спектрального состава излучения. Увеличение длины трубки уменьшает роль потерь энергии у электродов. Наибольшая светоотдача у Л. л. белого света. Поверхностная яркость Л. л. сравнительно невелика. Величина светового потока Л. л. периодически изменяется с частотой, равной удвоенной частоте питающего тока. Для уменьшения *стробоскопического эффекта*, вызываемого мельканием света отдельных Л. л., они присоединяются к разным проводам (фазам) трехфазовой сети. В результате старения люминофоров световой поток в Л. л. после 2 000—2 500*ч* горения снижается ~ на 30%. В нормальных эксплуатационных условиях срок службы Л. л. ок. 3 000*ч* (в 3 раза больше, чем у ламп накаливания). Срок службы Л. л. в основном определяется дезактивацией и распылением электродов. Причинами, снижающими срок службы Л. л., являются колебания напряжения в сети, питающей Л. л., и большое число включений, при к-рых особенно разрушаются электроды. Л. л., как всякие *источники света газоразрядные*, обладают падающей вольт-амперной характеристикой, поэтому их включают через балластное сопротивление, ограничивающее силу тока. Для зажигания Л. л. необходимо предварительно накалить электроды, что осуществляется с помощью стартера. Необходимость стартеров отпадает при пользовании высоковольтными Л. л., питаемыми от повышающих трансформаторов. Л. л. широко применяются в промышленности и быту: для производственных операций, требующих точного различения цветов, для освещения и др.

Лит.: 1) Вавилов С. И., Собр. соч., т. 2, М., 1952; его же, Люминесцентные источники света, «Вестн. АН СССР», 1941, № 7—8; 2) его же, О «теплом» и «холодном» свете. (Тепловое излучение и люминесценция), М. — Л., 1949; 3) Иванов А. П., Электрические источники света, ч. 2, М. — Л., 1948; 4) Фабрикант В. А., Физика и техника люминесцентных ламп, «УФН», 1945, т. 27, вып. 2. *В. А. Фабрикант.*

ЛАМПА НАКАЛИВАНИЯ — электрический источник света с излучателем в виде накаливаемой током проволоки (нити) из тугоплавкого материала. Нить накала изготовляют из вольфрама, обладающего высокой темп-рой плавления и малой скоростью испарения при высоких темп-рах. Для предотвращения окисления раскаленной нити лампы откачивают до 10^{-4}—10^{-5} *мм рт. ст.* (вакуумные лампы) или заполняют инертным газом до давления, близкого к атмосферному (газонаполненные лампы).

Для уменьшения потерь энергии на теплопроводность газа и конвекцию тепла в газе, а также для замедления термич. распыления вольфрамовой нити последней придают форму цилиндрич. спирали с весьма малым расстоянием между витками (рис. 1, *а*); еще больший эффект дает применение дважды спирализованной нити в т. н. биспиральных лампах (рис. 1, *б*). В тех же целях Л. н. наполняют тяжелыми малотеплопроводными инертными газами (аргон, криптон, ксенон) с примесью 5—15% азота. Добавление азота повышает пробивное напряжение газа и предотвра-

щает образование электрич. дуги. С увеличением молекулярного веса газа повышается экономичность Л. н., к-рая определяется световой отдачей — отношением излучаемого светового потока к подводимой электрич. мощности.

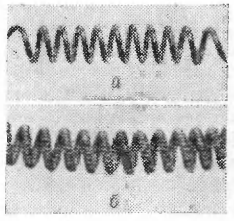


Рис. 1.

Со световой отдачей связан срок службы Л. н., т. к. оба этих параметра зависят от темп-ры нити накала. С повышением темп-ры нити повышается световая отдача и сокращается срок службы. Л. н. общего назначения при среднем сроке службы 1 000 *ч* имеют световую отдачу от 8 *лм/вт* (маломощные лампы) до 20 *лм/вт* (мощные лампы). Световая отдача крупных прожекторных Л. н. достигает 30 *лм/вт*. Л. н. обладают сравнительно большой тепловой инерцией, возрастающей с увеличением мощности, благодаря чему свет Л. н. почти не мигает при пульсации переменного тока. Л. н., как и всякое раскаленное твердое тело, излучает непрерывный спектр, в составе которого, по сравнению с естественным дневным светом, содержится меньше синефиолетовых лучей и больше оранжево-красных. Ультрафиолетовая часть спектра у Л. н. очень мала и почти полностью поглощается стеклом колбы.

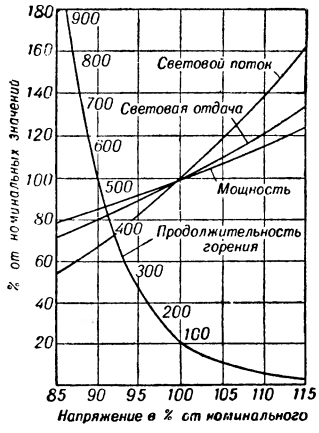


Рис. 2.

Различными методами покрытия и обработки стеклянных колб получают светорассеивающие Л. н. (матовые, опаловые). Нанесением на часть внутр. поверхности колбы полированного слоя серебра или алюминия получают зеркальные Л. н., кривые светораспределения к-рых зависят от формы колбы, размеров и положения нити накала.

Цветовая температура вакуумных Л. н. ок. 2600°К, биспиральных 2 700—2 800° К, мощных прожекторных 3 100—3 300° К. Габаритная яркость ламп от неск. *Мнт* до 30 *Мнт* у кинопроекционных ламп. Л. н. — основной и самый распространенный искусств. источник света. Их габариты и вес малы; они изготовляются на любые напряжения — от долей *в* до 250—260 *в* и любых мощностей — от долей *вт* до неск. десятков *квт*.

Лит.: 1) Иванов А. П., Электрические источники света, 2 изд., М. — Л., 1955; 2) Вознесенская З. С., Электрические лампы накаливания, М. — Л., 1953; 3) Ульмишек Л. Г., Производство электрических ламп накаливания, 4 изд., М. — Л., 1958. *Л. Г. Ульмишек.*

ЛАМПА НАТРИЕВАЯ — *лампа спектральная* для воспроизведения спектральных линий натрия. Принцип конструкции у всех Л. н. одинаков. Лампа переменного тока содержит два одинаковых оксидных электрода и третий — поджигающий. У Л. н. постоянного тока анод делается в виде вольфрамового шарика, а катодом служит оксидированная спираль. Разрядная трубка, изготовленная из щелочеустойчивого стекла или покрытая защитным слоем, наполнена инертным газом (неон, аргон) и дозированным количеством натрия; для теплоизоляции она заключена во внешний баллон и воздух между ними откачан до высокого вакуума.

Выпускаются три основных вида Л. н.: 1) большие лампы для освещения шоссейных дорог, мостов и т. д., 2) малые спектральные Л. н., применяемые в качестве монохроматич. излучателей для работ со спектральными и др. оптич. приборами, и 3) лампы для спектроскопии комбинационного рассеяния сильно окрашенных сред и фотохимически неустойчивых веществ.

В Л. н. основная доля видимого излучения паров натрия приходится на резонансный дублет 589,0—589,6 *ммк*, к-рый лежит вблизи максимума спектральной чувствительности глаза (555 *ммк*). Это позволило разработать лампы со светоотдачей в 50—76 *лм/вт* и даже до 100 *лм/вт*, т. е. в неск. раз экономичнее ламп накаливания. При освещении дорог монохроматич. желтым светом Л. н. повышается острота зрения, т. к. устраняется хроматич. аберрация глаза. Для освещения жилых помещений Л. н. непригодны, т. к. их желтое свечение резко искажает цветопередачу.

Малые Л. н., входящие в набор спектральных ламп, по мощности обычно не превышают 15 *вт*. В СССР выпускаются лампы типа Спа-2, к-рые при токе 0,8 *а* и напряжении на электродах 15 *в* создают силу света в 5 *св* при яркости не ниже $4 \cdot 10^4$ *нт* в течение всего срока службы лампы (не менее 250 *ч*). Спектральной Л. н. часто пользуются как монохроматич. излучателем для определения качества оптич. поверхностей, при поляриметрич. работах, напр. в сахарной промышленности, рефрактометрии и т. д.

Лит.: 1) Левиков С. И., «Оптико-механич. пром-сть», 1940, № 11, с. 15; 2) Иванов А. П., Электрические источники света, 2 изд., М. — Л., 1955; 3) Fonda G. R., «J. Opt. Soc. America», 1935, v. 25, № 12, p. 412; 4) Duschman S., там же, 1937, v. 27, № 1, p. 1; 5) Found C. F., «J. Appl. Phys.», 1938, v. 9, № 6, p. 354; 6) Buttolph L. J., «J. Opt. Soc. America», 1939, v. 29, № 3, p. 124. *С. И. Левиков.*

ЛАМПА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ — разновидность *лампы бегущей волны*, в к-рой групповая скорость распространения электромагнитной волны направлена в сторону, противоположную ее фазовой скорости и скорости электронного потока. Л. о. в. иногда наз. также карцинотроном (от греч. καρκίνος — рак). Л. о. в. применяется обычно как генератор СВЧ, частота к-рого перестраивается в широком диапазоне изменением потенциала замедляющей системы, либо как узкополосный усилитель, с частотой, также перестраиваемой потенциалом замедляющей системы (неск. сотен % при изменении потенциала замедляющей системы на неск. *кв*).

Работа лампы бегущей волны основана на длит. взаимодействии бегущей электромагнитной волны с потоком электронов, движущихся со скоростью, близкой к

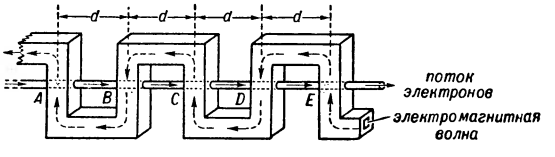


Рис. 1

фазовой скорости волны. В этом случае поле волны приводит к образованию сгустков электронов, к-рые, затормаживаясь полем, отдают ему свою энергию и вызывают усиление колебаний. Такое же взаимодействие может быть достигнуто и при движении электронов п р о т и в направления распространения электромагнитной волны при условии периодич. встречи электронов с волной. На рис. 1 изображен *волновод*, вдоль к-рого волна проходит зигзагообразный путь. В стенках волновода сделаны отверстия, через к-рые проходит электронный поток, движущийся слева направо, тогда как волна вдоль волновода распространяется справа налево. Электромагнитная волна

при этом периодически пересекает поток электронов то сверху вниз, то снизу вверх. Пусть в момент прохождения группы электронов через секцию волновода A в ней существовало максимальное тормозящее поле E. Для простоты представим волну линейно поляризованной, тогда в секции волновода B поле будет максимально ускоряющее, в секции C опять тормозящее и т. д. Пусть время пролета электронов от A до B равно T, где T — период изменения поля; тогда в секции B электроны вновь попадут в тормозящую фазу поля, причем в секциях C и E поле в этот момент будет ускоряющим. При дальнейшем движении электронов картина повторяется и рассматриваемая группа электронов длит. время движется в тормозящем поле, что делает возможной группировку электронов аналогично группировке в лампе бегущей волны (электронный поток эффективно группируется полем волны, если его скорость v_e равна фазовой скорости $v_ф$ волны в замедляющей системе). Существенным для замедляющей системы (рис. 1) является то, что электромагнитная энергия волны в ней распространяется навстречу электронному потоку с групповой скоростью $v_{гр}$. Т. о., в рассматриваемом случае $v_{гр}$ и $v_ф$ имеют разные знаки.

Замедляющие системы существующих Л. о. в. отличаются от изображенной на рисунке 1, но всегда представляют собой периодич. структуры, напр.: систему резонаторов, расположенных на расстоянии D друг от друга (рис. 2, *а*); проводящую ленточную спираль с шагом D (рис. 2, *б*); так наз. двухзаходную спираль, характеризующуюся тем, что на керн радиуса a наматывается два параллельных проводника, шаг каждой отдельной спирали — D, расстояние между соседними проводниками $D/2$ (рис. 2, *в*).

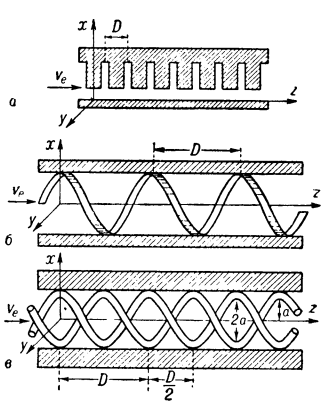


Рис. 2.

Введем систему координат x, y, z (рис. 2). Продольную компоненту поля E_z в периодической замедляющей системе можно представить в виде:

$$E_z(x, y, z, t) = \exp[i(\omega t - \beta_0 z)] f(x, y, z), \quad (1)$$

где ω — частота сигнала, β_0 — постоянная распространения, зависящая от вида замедляющей системы и от ω, $f(x, y, z)$ — периодич. ф-ция z с периодом D. Разлагая $f(x, y, z)$ в рнд Фурье, имеем:

$$f(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} g_m(x, y) \exp(-i2\pi mz/D), \quad (2)$$

где

$$g_m(x,y) = \frac{1}{D}\int_0^D f(x, y, z) \exp(i\,2\pi\, mz/D)\, dz.$$

Подставив (2) в (1), получаем:

$$E_z(x, y, z, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} g_m(x,y) \exp i(\omega t - \beta_m z), \quad (3)$$

где $\beta_m = \beta_0 + 2\pi m/D$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$. Из (3) видно, что поле E_z в периодической замедляющей системе — сумма бесконечного числа *бегущих волн* вида: $\exp i(\omega t - \beta_m z)$. Волна, соответствующая $m = 0$, наз. основной волной, ей соответствует волновое число β_0. Волны с $m = \pm 1, \pm 2$ и т. д. наз. пространственными гармониками, им соответствуют волновые числа: $\beta_1 = \beta_0 + 2\pi/D$; $\beta_{-1} = \beta_0 - 2\pi/D$ и т. д. Фазовая скорость основной волны $v_0 = \omega/\beta_0$, фазовая скорость гармоники $v_m = \omega/\beta_m = \omega/(\beta_0 + 2\pi m/D) = \omega D/(\psi + 2\pi m)$, где $\psi = \beta_0 D$ — сдвиг фазы на основной волне, приходящийся на период замедляющей системы. Т. к. в реальных системах $-\pi \leqslant \psi \leqslant \pi$, то отрицательные пространственные гармоники ($m = -1, -2$ и т. д.) характеризуются $v_m < 0$.

Групповая скорость всех гармоник $v_{гр.m} = \dfrac{d\omega}{d\beta_m}$ равна групповой скорости основной волны $v_{0гр} = \dfrac{d\omega}{d\beta_0}$, т. к. $d\beta_m = d(\beta_0 + 2\pi m/D) = d\beta_0$. Для периодич. систем (рис. 2) $0 < \psi < \pi$, $v_0 = \omega D/\psi > 0$ и $v_{гр} = \dfrac{d\omega}{d\beta_0} > 0$. Следовательно, для отрицательных пространственных гармоник групповая и фазовая скорости направлены в разные стороны. По аналогии с оптикой говорят, что в замедляющих системах гармоники $m < 0$ обладают аномальной отрицат. дисперсией (см. *Дисперсия света*).

Все гармоники существуют одновременно, их нельзя возбудить независимо. Амплитуды гармоник g_m определяются конкретным видом периодических граничных условий и быстро убывают с ростом $|m|$. Для систем *а* и *б* (рис. 2), кроме волны $m = 0$, имеют значение гармоники $m = +1$ и $m = -1$. В двухзаходной спирали при обычном антифазном возбуждении проводников $g_0 = 0$, и главную роль играют гармоники $m = +1$ и $m = -1$.

Различные знаки фазовой и групповой скоростей для отрицат. гармоник в замедляющей системе Л. о. в. позволяют создать регенеративное усиление в системе, если она пронизывается электронным потоком со средней скоростью $v_e \approx v_{-1}$.

На рис. 3 схематически изображено устройство Л. о. в.—усилителя, в к-ром замедляющей системой служит двухзаходная спираль. K — катод, $Ф$ — фокусирующий электрод, A — анод, E — коллектор электронов. Усиливаемый входной сигнал $U_{вх}$ поступает в замедляющую систему вблизи коллекторного конца лампы, а выходной сигнал $U_{вых}$ снимается с замедляющей системы со стороны электронного прожектора. Если в потоке возникла флуктуация плотности заряда, она будет распространяться вместе с потоком со скоростью v_e и индуцировать в замедляющей системе переменное высокочастотное напряжение, которое будет распространяться в этой системе с групповой скоростью навстречу электронному потоку, в свою очередь воздействуя на него, и т. д.

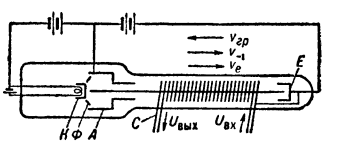


Рис. 3.

Линейная теория Л. о. в.—усилителя аналогична теории лампы бегущей волны при условии, что коэфф. связи $K = E_z^2/(2\beta_{-1}^2 P) < 0$, т. к. энергия в замедляющей системе Л. о. в. распространяется навстречу электронному потоку и $P < 0$. Поле в замедляющей системе, пронизываемой электронным потоком, представляет собой суперпозицию трех собственных волн. Коэфф. усиления $K_У = U_{вых}/U_{вх} = f[I_0, v_e, v_{-1}(\omega)]$, где I_0 — постоянная составляющая электронного тока. Коэфф. усиления велик, если на входе Л. о. в. собственные волны почти гасят друг друга (узел стоячей волны), т. е. $U_{вх}(\omega, I_0, v_e, v_{-1}) = 0$, при $U_{вых} \neq 0$ (пучность стоячей волны). Условия такой интерференции определяют ширину полосы Л. о. в.—усилителя. Она равна обычно 2—3% от частоты сигнала. Теория показывает также, что при наличии усиления $v_e \approx v_{-1}(\omega)$, что объясняет электронную перестройку частоты: $\omega = \omega(v_e)$.

Л. о. в.—усилитель типа «M» аналогичен лампе бегущей волны типа «M» с той разницей, что вход и выход сигнала меняются местами.

Устройство Л. о. в.—генератора отличается от усилителя отсутствием входной цепи и наличием на коллекторном конце замедляющей системы поглощающей нагрузки D (клин из спец. керамики, слой аквадага) для поглощения электромагнитных волн, отразившихся от выхода генератора (рис. 4).

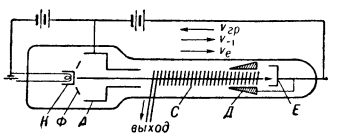


Рис. 4.

Условия, необходимые для генерации (пусковые условия), на выходе имеют вид: $U_{вх}(\omega, I_{0пуск}, v_0, v_{-1})=0$, что совпадает с условиями бесконечно большого коэфф. усиления. Отсюда определяют $I_{0\ пуск}$ и генерируемую частоту ω. Для основного вида колебаний, пренебрегая потерями и пространственным зарядом $I_{0\ пуск} = 0{,}124\ U_0(KN^3)^{-1}$, где U_0 — потенциал замедляющей системы, K — импеданс замедляющей системы, $N = l\omega/2\pi v_e$, l — длина замедляющей системы. Генерируемая частота, как и в случае усиления, приближенно определяется ур-нием $v_e \approx v_{-1}(\omega)$, откуда $\omega = \omega(v_e)$.

Значит. распространение получил Л. о. в.—генератор типа «*М*» (рис. 5); *К* — катод, эмитирующий электроны, *В* — дополнит. электрод, формирующий электронный пучок, *А* — анод, *С* — замедляющая система с аномальной отрицательной дисперсией (обычно т. н. система «встречные штыри» [1—3]), *Д* — коллектор электронов, *Л* — поглотитель мощности СВЧ. В Л. о. в.— генераторе типа «*М*» траектории электронов имеют сложный циклоидальный характер, электронный поток хорошо сгруппирован. Генератор характеризуется бо́льшим значением кпд, чем рассмотренная выше Л. о. в. типа «*О*», и имеет более широкий диапазон электронной перестройки частоты, к-рая линейно зависит от потенциала замедляющей системы. Последнее связано с синхронизацией фазовой скорости волны замедляющей системы v_{-1} и средней скорости электронов $v_e \approx cE/H$, где E и H — электрическое и магнитное поля (см. *Магнетрон*).

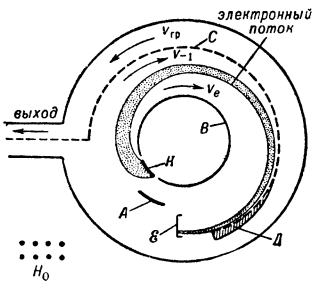


Рис. 5.

В табл. приведены нек-рые характеристики ряда Л. о. в. — генераторов типа «*О*» и «*М*». Разработаны также Л. о. в. типа «*М*»—усилители и генераторы с кольцевым катодом (см. *СВЧ электронные приборы*).

Характеристики некоторых типов ламп обратной волны — генераторов типов «*О*» и «*М*»

Характеристики	Тип			
	BL-1954	*CSF*-119	*CSF*-710 тип «*М*»	*CSF* тип «*М*» импульсный
Полоса частот (*кМгц*) . . .	2,6—13,3	2.4—4,8	2,5—3,1	2,7—3
Замедляющая линия . . .	двухзаходная спираль	«встречные штыри»	«встречные штыри»	«встречные штыри»
Катод	—	оксидный	прямого накала	оксидный
U_0 (*кв*)	0,073 (для 3,5 *кМгц*) 3 (для 13,3 *кМгц*)	0,17—1.4	2—5,1	—
I_0 (*а*)	0,01	0,04	0,4	30 (в импульсном режиме)
$P_{вт}$	0,005—0,05	0,05—0,5	250—400	$35 \cdot 10^4$ (в импульсном режиме)
η (%)	—	1—2	25	25—33
Фокусировка	соленоид	постоян. магнит	постоян. магнит	электромагнит
H_0 (*э*)	470—1000	600	1200	—
Охлаждение	—	воздушное	водяное	водяное

Лит.: 1) [Пирс Дж. Р.], Лампа с бегущей волной, пер. с англ., М., 1952; 2) Шевчик В. Н., Основы электроники сверхвысоких частот, М., 1959; 3) Voge J., Les tubes aux hyperfréquences, P., 1959; 4) Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960. *В. М. Лопухин.*

ЛАМПА РЕЗОНАНСНАЯ — специальный источник света, основанный на явлении *резонансной флуоресценции*. Л. р. представляет собой колбу с двумя плоскими окошками (см. рис.), наполненную паром или газом к.-л. вещества при сравнительно малом давлении (10^{-3}—10 *мм рт. ст.*). Через одно окошко производят освещение излучением, к-рое поглощается паром. Свет флуоресценции паров, возбужденной таким образом, наблюдается через второе окошко. Форма сосуда такова, что снижает роль света, отраженного от его стенок. Наиболее распространены Л. р. с парами Hg и Na и облучаемые светом ртутной или натровой дуги. Ширина линий в Л. р. чрезвычайно мала и обычно определяется *Доплера эффектом*. С этим связано применение Л. р. для исследования строения уровней атомов сверхтонкой структуры спектральных линий, а также изучения процессов столкновений атомов и молекул.

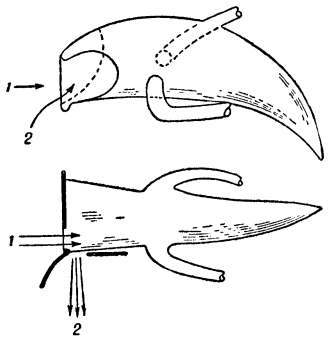


Схема резонансной лампы: *1* — возбуждающее излучение; *2* — резонансное излучение.

Лит.: Митчел А., Земанский М., Резонансное излучение и возбужденные атомы, пер. с англ., М. — Л., 1937, гл. I, § 4.

ЛАМПА РТУТНАЯ — газоразрядный источник света (см. *Источники света газоразрядные*). В зависимости от рабочего давления паров ртути; к-рое зависит от темп-ры наиболее холодного участка колбы лампы, Л. р. подразделяются на лампы низкого, высокого и сверхвысокого давления; деление на Л. р. высокого и сверхвысокого давления — условно.

1) Л. р. низкого давления — эффективные источники резонансного излучения ртути с $\lambda = 2537$ и 1849 Å. Наиболее эффективно процесс генерации этих линий происходит в положит. столбе при давлении паров ртути $(5—8)\cdot 10^{-3}$ *мм рт. ст.*, что соответствует темп-ре трубки около 40°С. Из Л. р. низкого давления наиболее широко применяются: ртутные *лампы люминесцентные* и бактерицидные лампы. Последние по форме, размерам и электрич. характеристикам совершенно аналогичны люминесцентным лампам, но изготовлены из специального увиолевого стекла, прозрачного для $\lambda = 2537$Å, и не покрыты изнутри люминофором. Они широко применяются для уничтожения бактерий (обеззараживание воздуха, продуктов и т. д.). Иногда Л. р. низкого давления делают в колбах из кварцевого стекла, частично прозрачного и для линии 1849 Å. Лампы имеют форму трубок различной длины диаметром от 16 до 38 *мм*. Мощности 2—60 *вт*.

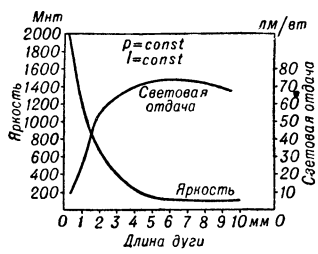
2) Л. р. высокого давления — источники света с богатым излучением в ультрафиолетовой и сине-фиолетовой областях спектра. Они имеют форму трубок различного диаметра (10—40 *мм*) и длины (20—1500 *мм*), изготовленных из тугоплавкого стекла или плавленного кварца, прозрачного в ультрафиолетовой части спектра. Лампы наполнены инертным газом до давления в неск. десятков *мм рт. ст.* и дозированным количеством ртути, к-рая при работе лампы полностью испаряется, создавая требуемое давление. Лампы высокого давления работают при давлениях 0,3—12 *атм*. Они имеют линейчатый спектр; наиболее интенсивные линии с $\lambda = 2482$, 2537, 2652, 2804, 2967, 3022—3026, 3126—3132, 3650—3663, 4047—4078, 4358, 5461, 5770—5791, 10140 Å. При давлениях свыше 1 *атм* появляется заметный непре-

рывный фон, интенсивность к-рого возрастает с давлением и плотностью тока. Разряд имеет форму яркого шнура, соединяющего электроды. Его яркость в Л. р. высокого давления 1—12 *Мнт*, градиент потенциала 7—100 *в/см*, мощность ламп разных типов от 50 *вт* до 10 *квт*, световая отдача 40—60 *лм/вт*.

Л. р. высокого давления применяют в светокопии и др. облучат. установках. *Г. Н. Рохлин.*

3) Л. р. сверхвысокого давления. В зависимости от размеров и мощности лампы рабочее давление пара ртути может достигать сотен *атм*. Т. к. давление паров ртути зависит от темп-ры наиболее холодного участка колбы лампы, темп-ра последней в рабочем режиме достигает 700—1000°С, поэтому колбы делаются из плавленного прозрачного кварца. В негорящей лампе давление ртутного пара соответствует давлению пара при темп-ре окружающей среды ($\sim 10^{-2}$ *мм рт. ст.* при 20° С). Т. о., за время от зажигания лампы до достижения ею заданного режима давление в ней изменяется в 10^4—10^5 раз. Это т. н. период разгорания ламп, длящийся для разных типов от 1 до 10 *мин*, во время к-рого все электрич. и световые характеристики лампы нестабильны.

Различают два типа ламп сверхвысокого давления: с естественным охлаждением—обычно колбы шаровой формы, и с водяным охлаждением — капиллярные. Дуговой разряд с большой плотностью тока происходит между двумя основными электродами лампы, материал, конструкция и форма которых должны удовлетворять ряду спец. требований. В лампах шарового типа часто применяют еще и третий, вспомогательный, электрод, служащий для зажигания с помощью спец. приборов поджига. Мощность ламп от 100 *вт* до 5—15 *квт*. Изготовляют лампы как для переменного, так и для постоянного тока. Основные светотехнич. параметры ламп — яркость и световая отдача — связаны (при постоянных значениях давления и силы тока) с длиной дуги (рис.). Предельные достижимые в промышленных образцах значения яркости и световой отдачи приведены в табл.



Зависимость яркости и световой отдачи от длины дуги.

Высокие значения яркости и световой отдачи при малых размерах светящегося тела (дуги) позволяют с успехом применять их в проекционной оптике, прожекторах, спектральных приборах и т. п. Интенсивным излучением в синей и фиолетовой областях спектра пользуются для различных фотохимич. процессов (напр., фотосинтез), а большое содержание ультрафиолетового излучения (особенно линий, вызывающих люминесценцию) в люминесцентной микроскопии, в технике использования светящихся красок, судебной экспертизе и т. д. *Д. А. Гоухберг.*

Лит.: 1) Мейер А. и Зейтц Э., Ультрафиолетовое излучение, пер. с нем., М., 1952; 2) Рохлин Г. Н., Газоразрядные источники света, в кн.: Справочная книга по светотехнике, вып. 1, М., 1956, гл. 5; 3) Иванов А. П., Электрические источники света. Лампы газового разряда, ч. 2, М. — Л., 1948; 4) Weizel W., Rompe R. und Schön M., «Z. Phys.», 1940, Bd 115, S. 179; 5) Rompe R., Thouret W. und Weizel W., там же, 1944, Bd 122, S. 1; 6) Elenbaas W. von, «Physica», 1937, v. 4, № 6, S. 413; 7) Bol C., «Ingenieur», 1935, v. 50, № 24, p. E91; 8) Капцов Н. А. и Гоухберг Д. А., «УФН», 1951, т. 43, вып. 4, с. 620.

ЛАМПА С ИЗОТОПАМИ (метрологическая) — *лампа спектральная*, газосветная, где излучающим веществом служат четные изотопы различных веществ. Л. с и. применяются для воспроизведения первичной и вторичных эталонных длин волн в спектроскопии, метрологии и для практич. измерений длины интерференционными методами (см. *Интерференционный компаратор*). Л. с и. излучают суженные спектральные линии без сверхтонкой структуры. Это достигается: 1) применением спец. конструкции ламп, допускающей уменьшение уширения линий, возникающего из-за *Доплера эффекта* (охлаждение ламп, лампы с атомными пучками) или обусловленного взаимодействием в разряде атомов между собой и с электронами и ионами (малые давления светящегося газа 0,2—2 *тор*, малые плотности тока 0,3—0,4 *а/см* и низкое напряжение питания 120—220 *в*); 2) использованием в качестве рабочего вещества четно-четных изотопов, т. к. у них не происходит *сверхтонкого расщепления* спектральных линий. Для применения Л. с и. при практич. интерференционных измерениях они должны быть просты по конструкции и иметь малые габариты.

Наполнителями для Л. с и. служат обычно изотопы криптона (Kr^{84}, Kr^{86}), ртути (Hg^{198}, Hg^{202}), кадмия (Cd^{112}, Cd^{114}, Cd^{116}), свинца (Pb^{206}, Pb^{208}), ксенона (Xe^{134}, Xe^{136}), кальция (Ca^{40}) и др. четно-четные элементы. Для сведения к минимуму остаточной сверх-

	Уд. мощность дуги (*вт/см*)	Концентрация мощности в дуге (*квт/см*^{3})	Рабочее давление (*атм*)	Напряженность (*в/см*)	Яркость (*Мнт*)	Световая отдача (*лм/вт*)	Нагрузка на стенки (*вт/см*^{2})	Расстояние между электродами (*мм*)
Лампы капиллярные . .	300—500	50—70	70—100	300—400	200—400	60—70	500—800	8—25
Лампы шаровые	100—4000	5—2000	15—100	100—400	50—1200	25—75	24—45	0,5—15

Излучение Л. р. сверхвысокого давления имеет линейчатый спектр, состоящий из неск. слабых линий в среднем ультрафиолете, сильно расширенных линий в ближнем ультрафиолете (линии с λ=3125—3132, 3341 и 3650—3663 Å) и в видимой области (λ = 4047; 4358; 5861 и 5770—5790 Å). Как в ультрафиолетовой области, так и в видимой, на линейчатый спектр накладывается также и непрерывный фон, интенсивность к-рого пропорциональна давлению ртутного пара и возрастает с ростом давления и плотности тока. При давлениях порядка десятков *атм* энергия непрерывного излучения приближается к энергии излучения спектральных линий. Срок службы Л. р. сверхвысокого давления редко превышает неск. сотен часов. Наименьший срок службы имеют лампы с водяным охлаждением и мощные шаровые лампы.

тонкой структуры необходим высокий процент обогащения заполнителей по четному изотопу. Так, напр., для Cd^{114} и Hg^{198} этот процент не должен быть ниже 98,5%—99%, для Kr^{86} 99—99,8%. Простота контура спектральной линии обеспечивает высокую точность воспроизведения положения его максимума ($\Delta\nu/\nu \sim 10^{-8}$—$10^{-9}$), а следовательно, и значения длины волны, отнесенного к середине максимума.

Наиболее распространенными типами конструкций Л. с и. для практич. измерений являются лампы с накаленными электродами и безэлектродные; свечение в последних возбуждается генератором высокой частоты 100—200 *Мгц*. Л. с и. криптона охлаждают до темп-ры тройной точки азота (63°К) (см. рис.). В этих условиях они излучают линии с шириной 0,013—0,016 *см*$^{-1}$ и служат для воспроизведения

эталона единицы длины — длины волны оранжевого излучения, соответствующего переходу между уровнями $2p_{10}$ и $5d_5$ (в обозначениях Пашена) атома Kr^{86}.

Ширина спектральных линий Ca^{40}, Cd^{114} и Hg^{198} может быть уменьшена до 0,002—0,006 $см^{-1}$ при применении источников света с атомными пучками. Ширина такого порядка позволяет наблюдать в этих линиях интерференцию при разностях хода, превышающих 1 *м*.

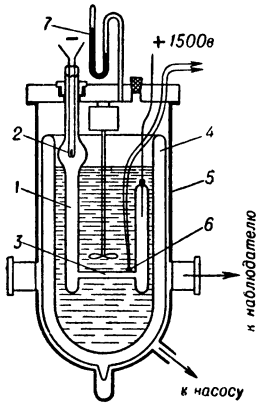
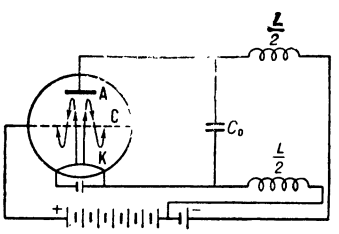


Схема изотопной лампы с Kr^{86} и сосуда для охлаждения ее стенок до 63°K во время функционирования лампы: *1* — баллон лампы; *2* — катод лампы; *3* — капилляр, в к-ром происходит свечение; *4* — сосуд Дюара; *5* — герметически закрывающаяся металлич. камера; *6* — термопара; *7* — манометр.

Лит.: 1) Батарчукова Н. Р., Одноизотопные источники света в метрологии, «УФН», 1955, т. 56, вып. 2, с. 265; 2) Terrien J., Le rattachement du mètre à une longueur d'onde lumineuse, «Mesures et contrôle Industr.», 1960, № 283, p. 1131; 3) Procès-verbaux des séances, sér. 2, t. 23 — B, P., 1953 (Comité international des poids et mesures); 4) Bureau international des poids et mesures. Travaux et mémoires, t. 1, P., 1957 (Publ. sous les auspices de Comité international des poids et mesures). *Н. Р. Батарчукова.*

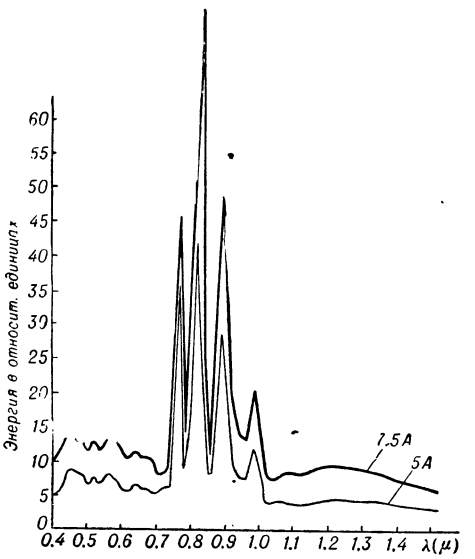
ЛАМПА С ТОРМОЗЯЩИМ ПОЛЕМ — электронная лампа (обычно триод), на сетку к-рой подается напряжение, положительное относительно катода, а на анод — отрицательное или равное нулю. Электроны, эмитированные катодом, ускоряются полем сетки; пролетая через нее, они попадают в замедляющее поле между сеткой и анодом, отражаются от анода, опять ускоряются сеткой, вновь пролетают через нее в пространство катод — сетка и т. д. Период колебаний электрона $T_0 = 2(\tau_{кс} + \tau_{сА})$, где $\tau_{кс}$ и $\tau_{сА}$ — время движения электрона от катода до сетки и от сетки до анода. Между катодом и анодом (или между сеткой и анодом) включается колебат. контур с собств. частотой $\nu = 1/2\pi\sqrt{C_0 L}$ (см. рисунок). Электроны, вылетающие из катода в ускоряющие полупериоды напряжения на контуре, после первого пролета через сетку попадают на анод. Т. о., «неработающие» электроны, отбирающие энергию от контура, выбывают из игры. Электроны, вылетающие в замедляющие полупериоды, дополнительно тормозятся высокочастотным полем и продолжают тормозиться после отражения от анода, если в момент поворота электронов от анода к сетке высокочастотное поле также изменяет знак: $T = 1/\nu = T_0$. Сделав неск. колебаний, «работающие» электроны попадают на сетку. Длина волны колебаний $\lambda = cT \approx 2 \cdot 10^3 U_c^{1/2}(d_{кс} + d_{сА})$, где U_c — напряжение сетки относительно катода, $d_{кс}$ и $d_{сА}$ — расстояния катод—сетка и сетка—анод (U_c в *в*, λ и d в *см*). Соотношение $\lambda^2 U_c = \text{const}$ характерно для Л. с т. п., оно также характерно для оптимальных условий взаимодействия электронного потока и поля нек-рых др. генераторов СВЧ (см., напр., *Клистрон*). В приведенных рассуждениях кулоновские силы взаимодействия электронов не учитывались.



Л. с т. п., как и большинство электронных приборов СВЧ, характеризуется конечным временем пролета электронов ($T_0 \approx T$). Хронологически она является предшественницей клистронов. Л. с т. п. имеет малый кпд (неск. %) и ограниченное применение в качестве маломощного генератора СВЧ.

Лит.: 1) Калинин В. И. и Герштейн Г. М., Введение в радиофизику, М., 1957; 2) Гапонов В. И., Электроника, ч. 2, М., 1960. *В. М. Лопухин.*

ЛАМПА СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ — 1) Л. с. д. газовая — электрич. газоразрядный источник света высокой интенсивности; излучение лампы обусловлено дуговым разрядом в атмосфере тяжелых инертных газов, чаще всего в ксеноне, при давлении от неск. *атм* до десятков *атм*. Конструктивно Л. с. д. почти не отличаются от *ламп ртутных* сверхвысокого давления шарового типа. Материалом колб, так же как и у последних, является плавленый прозрачный кварц; однако газовое наполнение приводит к существенным отличиям физич. свойств Л. с. д. Вследствие специфич. строения электронных оболочек атомов тяжелых инертных газов и большого давления спектр излучения Л. с. д. как в ультрафиолетовой, так и в видимой областях практически непрерывен. Линейчатое излучение в основном имеет место только в ближней инфракрасной области (0,8—1,0 μ) (рис.).



Распределение энергии в видимой и инфракрасной областях спектра криптоновой лампы сверхвысокого давления (~40 *атм*) для двух режимов.

Цветовая температура Л. с. д., в зависимости от мощности ламп, 5400—6000°K, т. е. цветность излучения Л. с. д. практически не отличается от Солнца. Ценно то, что спектр излучения Л. с. д. остается неизменным в широких пределах изменения давления газа и мощности ламп. Градиент напряжения в дуге Л. с. д. очень мал (~ 40 *в/см*), что приводит к малым напряжениям на лампе. Отсюда Л. с. д. имеют рабочий ток почти в 3 раза больше, чем ртутные лампы равной мощности и такой же длины дуги. Световые характеристики Л. с. д. могут изменяться в широких пределах в зависимости от мощности ламп и длины дуги. Предельные значения световой отдачи 40—45 *лм/см*; яркости 1 200—1 500 *Мнт*.

Срок службы Л. с. д. резко различен для ламп постоянного и переменного тока: для первых он часто равен 1 000 и более часов, а для вторых — 70—100 *ч* (это различие обусловлено скоростью разрушения электродов). Наиболее распространены Л. с. д.

шарового типа. Значительно реже применяются трубчатые Л. с. д. с водяным охлаждением, как правило, на 3—10 *квт*.

Зажигание всех типов Л. с. д., вследствие высокого давления газа в холодной лампе, требует применения спец. зажигающей аппаратуры. Вольт-амперные характеристики Л. с. д., в отличие от разряда в парах ртути, имеют возрастающий характер, т. о. при надлежащем выборе напряжения питания балластное сопротивление может быть сведено до минимума. Т. к. в Л. с. д. давление газа имеет место не только после зажигания, но и в нерабочем состоянии, то для них период разгорания практически отсутствует. Перманентное давление газа позволяет эксплуатировать лампы в условиях низких окружающих темп-р (—60°С).

Области применения Л. с. д. определяются их световыми и спектральными характеристиками и могут быть очень разнообразными.

2) Л. с. д. ртутная — см. *Лампа ртутная*.

Лит.: 1) Schulz P. von, «Ann. Phys.», 1947, Bd 1, S. 95, 107; 2) Гоухберг Д. А., «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», 1949, № 9, с. 1297; 3) Капцов Н. А. и Гоухберг Д. А., «УФН», 1951, т. 43, вып. 4, с. 620; 4) Голостенов Г. А., Гоухберг Д. А., «Техн. кино и телевидения», 1957, № 2, с. 8; 5) Гоухберг Д. А., «Светотехника», 1957, № 6, с. 15; 6) Thouret W. E., Gerung G. W., «Illum. Engng», 1954, v. 49, № 11, p. 520; 7) Cumming H. W., «Light and lighting», 1955, v. 48, № 5, p. 158; 8) Jaedicke W. von, «Elektrizitätsverwertung», 1957, № 3, S. 93. *Д. А. Гоухберг.*

ЛАМПА ТОЧЕЧНАЯ — источник света с малыми размерами излучающего тела. Обычно применяется в фотометрич. измерениях, когда существенны малые угловые размеры источника излучения. Существуют Л. т. различных типов, конструкций и назначений: *лампы циркониевые, лампы накаливания* с небольшой спиралью, т. н. электродосветные лампы и др. В последних ярко светятся вольфрамовые шарики или диски, помещенные в атмосферу инертного газа и накаливаемые дуговым разрядом.

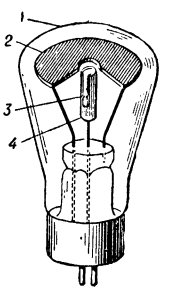
ЛАМПА ЦЕЗИЕВАЯ для связи — *лампа спектральная* для воспроизведения спектральных линий цезия; применяется как источник инфракрасного излучения для сигнализации. Мощность лампы, ее размеры и конструкция подобраны с таким расчетом, чтобы темп-ра паров цезия достигла 300°С, что соответствует давлению паров ок. 2 *мм рт. ст.* В этом случае, в спектральном диапазоне от 455,5 *ммк* до 1012,4 *ммк* на долю резонансных линий цезия с длинами волн 852,1 *ммк* и 894,4 *ммк* приходится свыше 90% излучаемой энергии, а на долю видимого излучения только 3%, что можно удалить соответствующим светофильтром. Л. ц. с фильтром помещается в фокусе рефлектора, к-рый посылает пучок инфракрасного излучения к другому рефлектору с фотоэлементом. Сила тока в лампе модулируется спец. устройством, соединенным с микрофоном, и в соответствии с этим изменяются интенсивность излучения и величина фототока фотоэлемента. Усиленный фототок подается на громкоговоритель и таким образом звуки в месте нахождения Л. ц. воспроизводятся в др. месте, где установлен фотоэлемент. Лампа работает с высоким коэфф. модуляции для звуковых частот от 200 и до 10 000 *гц*; глубина модуляции инфракрасного излучения при глубине модуляции силы тока в лампе 100% достигает 80% для 200 *гц* и 45% для 5 000 *гц*. Поэтому звук почти не искажается.

Различными типами Л. ц. мощностью от 50 *вт* до 500 *вт* пользуются для установления двухсторонней разговорной и кодовой связи. Новый вид связи имеет ряд преимуществ перед др. видами связи, поскольку она не обнаруживается как радиосвязь и действует в любую погоду, кроме густого тумана или большой задымленности воздуха.

Лит.: 1) Beese N. C., «J. Opt. Soc. America», 1946, v. 36, № 10, p. 555; 2) «Scient. Amer.», 1947, January, p. 26; там же, April, p. 156. *С. И. Левиков.*

ЛАМПА ЦИНКОВАЯ — *лампа спектральная* для воспроизведения спектральных линий цинка. В СССР разработаны Л. ц. СМЦ-2, к-рые зажигаются от 220 *в* переменного напряжения и при разрядном токе в 1,2 *а* и падении напряжения на электродах 15—20 *в* дают излучение тускло-зеленого цвета, яркостью порядка 10^4 *нт*. Применяются Л. ц. для градуировки спектральных и др. оптич. приборов. *С. И. Левиков.*

ЛАМПА ЦИРКОНИЕВАЯ — вид *лампы точечной*. В стеклянной колбе (см. рис.), наполненной аргоном до давления в 1 *атм*, укреплен катод в виде вольфрамового стаканчика с запрессованной в нем двуокисью циркония ZrO_2. Над верхним ободом стаканчика укреплен анод — плоский диск с центральным отверстием над катодом. Дуговой разряд в аргоне разогревает катод и восстанавливает часть ZrO_2, благодаря чему образуется маленькая лужица расплавленного Zr. В дальнейшем она служит и катодом, и светящимся элементом лампы. Вольт-амперная характеристика дуги падающая (см. *Источники света газоразрядные*), ввиду чего последовательно с лампой присоединяется балластное сопротивление для ограничения разрядного тока. При повышении тока площадь поверхности лужицы увеличивается. В зависимости от мощности Л. ц. диаметр лужицы — от 0,1 до 10 *мм*. В самой маленькой Л. ц. мощностью 2 *вт* диаметр лужицы ок. 0,07 *мм*; яркость порядка 100 *мнт* при плотности тока до 900 $a/см^2$.



Циркониевая лампа: *1* — колба; *2*—диск—анод (вырез сделан для показа катода); *3* — спрессованная и спеченная двуокись циркония ZrO_2; *4* — вольфрамовый стаканчик (вырез сделан для показа ZrO_2).

Спектр излучения Л. ц. сплошной (как у серого тела) с максимумом вблизи 1μ. Кроме этого, в спектре присутствуют линии нейтральных атомов и ионов Zr и Ar.

Маломощные Л. ц. с диаметром лужиц не более 0,1 *мм* — наиболее совершенные «точечные» источники света, поэтому они применяются в оптич. приборах, для получения безлинзовых увеличений и т. д. Излучение ламп нормально модулируется с частотой до 5—10 *кгц*.

Лит.: 1) Buckingham W. D., Delbert C. R., «J. Opt. Soc. America», 1946, v. 36, № 5, p. 245; 2) их же, «J. Soc. Motion Picture and Telev. Engrs», 1946, v. 47, № 5, p. 376; 3) Федоров В. В., «УФН», 1949, т. 37, вып. 1, с. 119. *С. И. Левиков*

ЛАМПА ЧЕРНОГО СВЕТА — ртутная лампа высокого или низкого давления или лампа накаливания, баллон к-рой изготовлен из черного увиолевого стекла (типа УФС-4), пропускающего ближнее ультрафиолетовое излучение 300—400 *ммк*. Наиболее эффективны люминесцентные ртутные Л. ч. с. низкого давления, к-рые по своей конструкции подобны *лампам люминесцентным*, применяемым для общего освещения. Различие заключается в том, что у трубок из черного стекла внутренние поверхности покрыты тонким слоем спец. люминофора на основе стронцийкальцийфосфата, активированного таллием и обладающего большим квантовым выходом. Спектральный максимум излучения фосфата ок. 350 *ммк*, т. е. недалеко от максимума пропускания черного стекла колбы (370 *ммк*), а спектральный максимум возбуждения фосфата лежит вблизи резонансной линии ртути 253,7 *ммк*, наиболее интенсивной в спектре излучения паров ртути при том низком давлении, к-рое устанавливается в работающей люминесцентной лампе.

Л. ч. с. применяются для возбуждения свечения в темноте нек-рых люминофоров, органич. и биоло-

гич. соединений — в химии, пищевой промышленности, медицине и т. д.

Лит.: 1) Иванова М. К., Левиков С. И., «Оптико-механическая пром-сть», 1940, № 2, с. 12; 2) Porter L. C., «Gen. Electric Rev.», 1942, v. 45, № 12, p. 674; 3) Лазарев Д. Н., Ультрафиолетовая радиация и ее применение, Л. — М., 1950; 4) Вайнберг Б. И., Данилов В. П. и Пекерман Ф. М., «ЖТФ», 1954, т. 24, вып. 9, с. 1707.

С. П. Левиков.

ЛАМПА ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКАЯ — см. *Электрометрическая лампа.*

ЛАМПА ЭЛЕКТРОННАЯ — см. *Электронная лампа.*

ЛАМПА-ВСПЫШКА — источник света одноразового действия, применяемый для освещения при фотосъемках. См. *Импульсные источники света.*

ЛАМПОВЫЙ ВОЛЬТМЕТР отличается от обычных *вольтметров* тем, что напряжение, подаваемое на его вход, не измеряется непосредственно, а воздействует на чувствительное электрометрич. устройство (см. *Электрометр ламповый*), на выходе к-рого ток, пропорциональный входному напряжению, измеряется обычным стрелочным прибором. Достоинства Л. в. по сравнению с др. типами вольтметров — большое входное сопротивление (до 10^8 *ом/в*) и возможность применения в очень широком диапазоне радиочастот (до 100—500 *Мгц*). Это, а также надежность и стабильность работы при полной безопасности перегрузок, высокая чувствительность (не уступающая хорошим зеркальным *гальванометрам*) делают Л. в. незаменимым при налаживании и исследовании различных радиоустройств.

Наиболее широко применяются два типа Л. в.: в одном из них измеряемое переменное напряжение после усиления широкополосным усилителем подается на выпрямитель, выпрямленный ток к-рого, пропорциональный амплитуде измеряемого напряжения, регистрируется стрелочным прибором. Чувствительность определяется коэфф. усиления усилителя, а частотный диапазон — шириной его полосы пропускания. Входное сопротивление определяется входным сопротивлением первой ступени усилителя, т. е. зависит от *входной емкости электронной лампы, входного сопротивления электронной лампы* и схемы ее включения.

Во втором типе Л. в. измеряемое напряжение подается на диодный детектор, нагруженный на высокоомное сопротивление (см. *Амплитудный вольтметр*); напряжение на зажимах сопротивления оказывается равным амплитудному (пиковому) значению приложенного переменного напряжения. Полученное в результате детектирования постоянное напряжение поступает на вход усилителя постоянного напряжения и измеряется прибором постоянного тока. Входное сопротивление определяется паразитной емкостью диода и емкостью монтажа, а также активным входным сопротивлением, зависящим от тока через диод.

Среди выпускаемых промышленностью Л. в. отметим приборы типов ЛВ-9 и ВКС-7. ЛВ-9 работает по первой из указанных схем; частотный диапазон — от 50 *гц* до 50 *кгц*, входное активное сопротивление — 500 *ком*, входная емкость — 40 *пф*. Амплитуды измеряемого гармонич. напряжения от 10^{-3} до 300 *в* (регулируется входным делителем). Л. в. типа ВКС-7, состоящий из диодного детектора и усилителя постоянного напряжения, работает в диапазоне 30 *гц*—100 *Мгц*. Входное сопротивление состоит из активного сопротивления порядка $4 \cdot 10^6$ *ом* и входной емкости 7 *пф*. Помимо измерения гармонич. напряжения в пределах от 0,1 *в* до 150 *в*, прибор применяется (благодаря большой постоянной времени входной цепи) для измерения сигналов, форма к-рых сильно отличается от гармонической.

Лит.: 1) Шкурин Г. П., Справочник по электроизмерительным и радиоизмерительным приборам, [2 изд.], М., 1955; 2) Термен Ф. и Петтит Дж., Измерительная техника в электронике, пер с англ., М., 1955; 3) Брандт А. А., Техника монтажа и налаживания радиосхем, 2 изд., М., 1960.

А. А. Брандт.

ЛАМПОВЫЙ ГЕНЕРАТОР — в широком смысле — генератор электрич. колебаний, в к-ром преобразование энергии источников постоянного тока в энергию электрич. колебаний производится с помощью электронной лампы; в узком смысле — устройство с электронными лампами, генерирующее колебания, по форме близкие к гармоническим, с частотами от десятков *кгц* до тысяч *Мгц*. О Л. г. колебаний спец. формы см. в ст.: *Генератор пилообразного напряжения, Генератор пилообразного тока, Импульсный генератор, Блокинг-генератор, Мультивибратор* и др.

Основные элементы Л. г.: источник питания, электронная лампа с системой *обратной связи* и колебат. система (*колебательный контур* или система контуров). В момент запуска Л. г. в его колебат. системе возникают свободные колебания, обусловленные включением источников питания, а также флуктуациями анодного тока лампы. Для получения незатухающих колебаний часть энергии из колебат. системы по каналу обратной связи подается в цепь управляющей сетки лампы в виде переменного напряжения. Устройство обратной связи должно обеспечивать подачу этого напряжения в фазе с исходным напряжением на сетке, благодаря чему возникшие колебания усиливаются лампой и растут по амплитуде. На первом этапе, пока амплитуды малы, вся система Л. г. может рассматриваться как линейная; с ростом амплитуд начинает проявляться нелинейность системы (кривизна вольт-амперной характеристики лампы) и усиление уменьшается до уровня, соответствующего стационарной амплитуде автоколебаний.

Механизм самовозбуждения колебаний в Л. г. удобно пояснить на примере простейшего одноконтурного генератора (рис. 1). Для линейной части схемы имеют место соотношения:

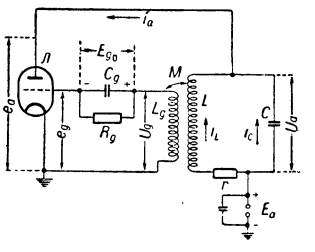


Рис. 1. Схема одноконтурного лампового генератора: i_a — анодный ток лампы *Л*; i_L — ток в цепи катушки индуктивности *L*; i_c — ток в цепи емкости *C*; U_a — падение напряжения на анодной нагрузке лампы; e_a — потенциал анода лампы относительно катода; e_g — потенциал управляющей сетки лампы относительно катода; R_g — сопротивление утечки сетки; C_g — емкость в цепи сетки; L_g — индуктивность в цепи сетки; U_g — падение напряжения на индуктивности L_g; E_{g_0} — напряжение на обкладках конденсатора C_g; *r* — активное сопротивление анодной нагрузки; E_a — напряжение источника анодного питания; *M* — коэфф. *взаимной индуктивности* катушек *L* и L_g.

$$\begin{aligned} i_a &= i_L + i_c; \qquad i_c = C\frac{du_a}{dt}; \\ u_a &= ri_L + L\frac{di_L}{dt}; \qquad u_g = M\frac{di_L}{dt}. \end{aligned} \tag{1}$$

Исключая из этих соотношений один из токов, напр. i_c, получим:

$$CL\frac{d^2i_L}{dt^2} + rC\frac{di_L}{dt} + i_L = i_a. \tag{2}$$

Анодный ток i_a в общем случае является нелинейной ф-цией напряжений e_a и e_g, определяемых в соответствии с рис. 1 соотношениями: $e_a = E_a - u_a(t)$, $e_g = u_g(t) - E_{g_0}$. На первом этапе установления автоколе-

баний нелинейную зависимость $i_a = f(e_g, e_a)$ можно заменить линейной (при запуске Л. г. $e_{g0} = 0$):

$$i_a = S \cdot (U_g - DU_a), \qquad (3)$$

где i_a — только переменная составляющая анодного тока, S — крутизна статич. характеристики $i_a(e_g, E_a)$ в точке $e_g = 0$, D — проницаемость лампы (см. *Параметры и характеристики электронных ламп*).

Выражения (1), (2) и (3) приводят к ур-нию для i_L (переменной составляющей) в колебат. контуре, возбуждаемом лампой при положит. обратной связи:

$$\frac{d^2 i_L}{dt^2} + 2\alpha_э \frac{di_L}{dt} + \omega_0^2 i_L = 0;$$

$$\alpha_э = \frac{1}{2L}\left(r - \frac{SM}{C} + \frac{L}{CR_i}\right); \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{1 + r/R_i}{LC}}, \qquad (4)$$

где R_i — внутреннее сопротивление лампы ($SD = 1/R_i$). Т. к. обычно $r/R_i \ll 1$, то $\omega_0 \approx 1/\sqrt{LC}$.

Из (4) следует, что для нарастания амплитуды колебаний, возникающих при включении генератора, $\alpha_э$ должно быть отрицательно. Т. о., условие самовозбуждения колебаний имеет вид: $(SM/C) > (r + L/CR_i)$, или $(M/L) > [(rC/L) \cdot (1/S) + 1/SR_i]$. Учитывая, что $M/L = K_{ос}$ — коэфф. обратной связи, а $L/Cr = Z_{эр}$ — эквивалентное сопротивление контура при резонансе токов, приходим к ур-нию самовозбуждения в теории Л. г.:

$$K_{ос} > 1/SZ_{эр} + D, \qquad (5)$$

где $Z_{эр}$ — сопротивление нагрузки. Т. к. правая часть неравенства (5) — величина, обратная коэфф. усиления лампы $K_у$, имеем: $K_{ос} \cdot K_у > 1$. В такой форме условие самовозбуждения может быть обобщено на любой Л. г., к-рый можно трактовать как *ламповый усилитель*, охваченный положительной обратной связью. Ограничение амплитуды нарастающих колебаний в Л. г., представленном на рис. 1, связано с тем, что возрастание амплитуды колебаний в контуре увеличивает амплитуду переменного напряжения, подаваемого через обратную связь на сетку лампы U_g, что в свою очередь увеличивает сеточный ток и, следовательно, отрицат. напряжение смещения E_{g0}, создаваемое постоянной слагающей этого тока в сопротивлении R_g. Изменение амплитуды U_g и напряжения смещения E_{g0} показано на рис. 2. С увеличением абс. величины E_{g0} рабочая точка на анодно-сеточной характеристике лампы смещается в область нижнего сгиба, и анодный ток приобретает импульсную форму. По окончании процесса установления получается обычный режим, характерный для усилителя, работающего с *отсечкой* анодного тока (в режиме класса C). При этом на протяжении одного периода колебаний используются участки характеристики лампы с различной крутизной, причем в интервалах между импульсами анодного тока, когда лампа заперта, крутизна обращается в нуль. Для установления связи между U_g и U_a (в установившемся режиме) не требуется учета полного анодного тока, достаточно знания амплитуды I_{a0} первой гармоники анодного тока, т. к. его постоянная составляющая I_{a0} и высшие гармоники I_{an} отфильтровываются контуром. В связи с этим в радиоэлектронике пользуются понятием с р е д н е й к р у т и з н ы характеристики лампы:

$$S_{ср} = I_{a_1}(U_g - DU_a) \approx I_{a_1}/U_g \text{ (член } DU_a \text{ мал).}$$

$S_{ср}$ — постоянная величина в течение одного периода и зависит от амплитуды колебания.

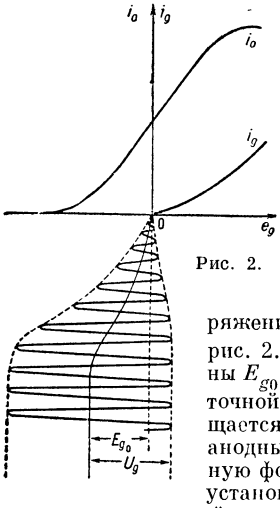


Рис. 2.

Подобная трактовка нелинейности, основанная на допущении синусоидальности напряжения на контуре независимо от формы импульсов анодного тока (что справедливо только при достаточно высокой *добротности* контура), наз. к в а з и л и н е й н о й т е о р и е й Л. г.

Для стационарной амплитуды $U_{g\,ст}$ колебаний, заменив в (5) S на $S_{ср}$ и знак $>$ на $=$, получаем: $S_{ср}(U_{g\,ст}) = 1/(K_{ос} - D) Z_н$. На характер зависимости $S_{ср}(U_g)$ оказывает существенное влияние способ создания напряжения смещения. При автоматич. смещении, вызываемом сеточным током, получается кривая 1, а при принудительном отрицат. смещении, не зависящем от амплитуды U_g, — кривая 2 (рис. 3). В первом случае стационарная амплитуда плавно нарастает с увеличением $K_{ос}$ (мягкий режим самовозбуждения); во втором — для установления автоколебаний требуется очень сильная обратная связь или даже предварит. возбуждение от постороннего источника колебаний (жесткий режим, см. *Жесткий и мягкий режимы возбуждения*). Для сочетания требований запуска Л. г. ($E_{g0} = 0$) в момент включения с условием хорошей отдачи автогенератора в стационарном состоянии (для чего нужно достаточно большое отрицат. смещение) целесообразно применять автоматич. смещение.

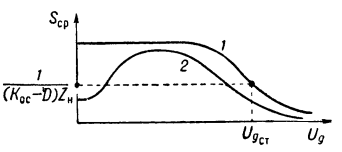


Рис. 3.

Помимо квазилинейного метода, широко распространена нелинейная теория Л. г., основанная на различных приемах аппроксимации вольт-амперной характеристики лампы, напр. полиномами [2].

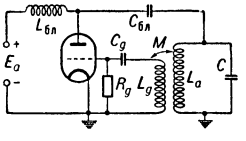


Рис. 4.

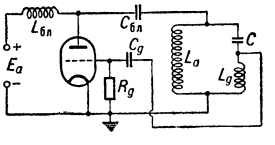


Рис. 5.

Наиболее распространенные схемы Л. г. представлены на рисунках 4—8. При частотах $\leqslant$ 2—3 *Мгц* применяются одноконтурные схемы (рис. 4, 5, 6). В схеме с индуктивной, или трансформаторной, обратной связью (рис. 4) нужная для самовозбуждения фазировка напряжения, подаваемого на сетку лампы, достигается выбором соответствующего направления витков в катушке обратной связи L_g. В т. н. колдуктивной или трехточечной схеме (рис. 5) фазировка достигается подачей напряжения на сетку с индуктивности L_g, включенной в емкостную ветвь контура. Т. к. частота генерации в одноконтурном Л. г. близка

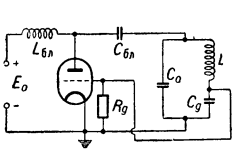


Рис. 6

к резонансной частоте контура, то токи в его ветвях L_a и CL_g, равные по амплитуде и сдвинутые по фазе на угол $\approx 180°$, образуют как бы единый ток, циркулирующий внутри контура и обтекающий все его элементы. Напряжение, создаваемое этим током на индуктивности L_g (отсчитываемое относительно средней точки, соединенной с катодом лампы), находится в противофазе с напряжением на L_a, что и требуется для самовозбуждения колебаний. Коэфф. обратной связи $K_{ос} = L_g/L_a$. В схеме с емкостной обратной связью, т. н. емкостной трехточечной схеме (рис. 6), аналогичный результат получается при помощи подачи на сетку лампы напряжения с емкости C_g, включенной в индуктивную ветвь контура. $K_{ос} = C_a/C_g$. Т. к. $K_{ос}$ обычно не превышает 5—10%, то $C_a \ll C_g$ и, следовательно, частота генерации, определяемая при заданной индуктивности результирующей емкостью $C = (C_a \cdot C_g)/(C_a + C_g)$, зависит в основном от емкости C_a. Схемы рис. 4, 5 и 6 соответствуют т. н. параллельной схеме питания анода лампы, т. к. источник питания, лампа и контур образуют три параллельные ветви. Преимуществом такого питания является отсутствие постоянного напряжения на контуре и простота конструкции. Недостаток — шунтирование контура блокировочным дросселем. Поэтому параллельное питание применяется на *длинных волнах*, а последовательное — на *коротких волнах* (рис. 1).

В области СВЧ применяются Л. г. с более сложными колебат. системами. Влияние проводимостей межэлектродных емкостей вызывает необходимость компенсации их с помощью индуктивностей, что приводит к двухконтурным схемам (контуры в анодной и сеточной цепях). При этом обратная связь осуществляется через одну из межэлектродных емкостей: сетка — анод или сетка — катод. Удобная для частот 3—15 *Мгц* двухконтурная схема 1-й группы (т. е. с обратной связью через емкость сетка — анод) изображена на рис. 7. В этой схеме частота генерации всегда ниже, чем наименьшая из резонансных частот сеточного и анодного контуров. Это объясняется тем, что для правильной фазировки анодного и сеточного напряжений оба контура должны представлять собой реактивные сопротивления одинакового характера (как на рис. 5) и обязательно индуктивного, т. к. в противном случае, при наличии емкости анод — сетка, не образуется колебат. контура. В области СВЧ применяются почти исключительно двухконтурные схемы с «заземленной (по высокой частоте) сеткой» (рис. 8). Элемент обратной связи в этой схеме — емкость анод—катод. Контур сетка — катод должен иметь характер емкостного, а контур анод — сетка — индуктивного сопротивлений. Поэтому частота генерации лежит между частотой сеточного и анодного контуров, причем первая должна быть обязательно ниже второй. Преимуществом этой схемы является то, что относительно большая емкость C_{ag} входит в колебат. контур, не участвуя в создании обратной связи. В отличие от одноконтурных схем, в схемах рис. 7 и 8 величина коэфф. обратной связи зависит от частоты.

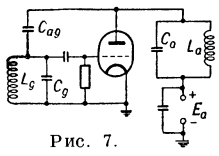


Рис. 7.

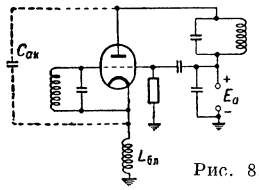


Рис. 8.

Особенностью Л. г. с колебат. системой из двух сильно связанных контуров, из к-рых только один непосредственно связан с лампой, является способность генерировать на одной из двух частот, соответствующих 2 степеням свободы колебат. системы. Установление той или иной частоты генерации зависит от соотношения резонансных частот контуров, а при одинаковой настройке — от начальных условий запуска. При перестройке одного из контуров имеется область расстроек, в к-рой система двузначна — частота генерации зависит от последовательности, в к-рой производится перестройка (см. *Затягивание* частоты). Двухконтурные генераторы применяются в технике стабилизации частоты. При этом один из контуров, обычно сеточный, является эталонным, задающим частоту генерации, а второй, менее стабильный, — нагрузочным. Эталонным контуром часто служат кварцевые пластины (см. *Кварцевый генератор*).

В радиоизмерит. технике для получения гармонич. колебаний звуковой частоты (0—20 *кгц*) распространены Л. г. на сопротивлениях без колебат. системы (см. *Генератор на R и C*). Л. г. синусоидальных колебаний часто наз. автогенераторами, в отличие от т. н. генераторов с посторонним возбуждением, к-рые являются по существу усилителями мощности.

Лит.: 1) Гоноровский И. С., Основы радиотехники, М., 1957, с. 452—510; 2) Евтянов С. И., Радиопередающие устройства, М., 1950, с. 200—55; 3) Дробов С. А., Радиопередающие устройства, М., 1951, с. 311—79; 4) Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А., Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, 2 изд., М., 1958, с. 20—22.
И. С. Гоноровский.

ЛАМПОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ — усилитель электрических сигналов, в к-ром управляемым элементом служит электронная лампа. В электронных лампах анодный ток изменяется в соответствии с изменением напряжения между управляющей сеткой лампы и ее катодом; в сопротивлении нагрузки, включенном обычно в анодную цепь лампы, выделяется мощность усиленного сигнала. Усилит. лампами в области частот вплоть до тысяч *Мгц* служат *триоды*, *тетроды* и *пентоды*. Они отличаются друг от друга видом характеристик, величиной паразитных параметров, но принцип усилит. действия у них одинаков.

Основные характеристики Л. у.: 1) Коэфф. усиления напряжения, тока или мощности. Обычно Л. у. содержит неск. ступеней, включенных последовательно; тип ступени определяется тем, нужно ли в нагрузке, присоединенной к ее выходу, затрачивать значит. мощность, или необходимая мощность мала, но требуется большое напряжение или ток. 2) *Частотные характеристики* и фазовые характеристики, определяющие область частот, в к-рой должен быть расположен спектр сигнала для того, чтобы усиление не сопровождалось линейными искажениями, обусловленными зависимостью коэфф. усиления от частоты. 3) *Амплитудная характеристика*, связывающая амплитуды сигналов на выходе и на входе Л. у.; отклонение ее от линейной обусловлено наличием в Л. у. нелинейных элементов (ламп, трансформаторов, дросселей с железом и т. д.). Искажения, величина к-рых зависит от амплитуды, наз. амплитудными, или нелинейными. Область амплитуд, в к-рой амплитудная характеристика линейна, наз. динамич. диапазоном усилителя. 4) Входное и выходное сопротивления, к-рые необходимо знать для согласования усилителя с источником сигнала и с нагрузкой. 5) Стабильность, определяющаяся величиной изменения параметров Л. у. при смене ламп, изменении напряжения источников питания, изменении темп-ры и влажности окружающей среды и др. 6) Устойчивость — невозможность самовозбуждения Л. у. при его включении, воздействии сигнала большой амплитуды, резком изменении напряжения

питания и др. 7) Электрич. флуктуации, создающие собственные шумы Л. у., ограничивающие возможности усиления слабых сигналов.

По виду анодной цепи лампы ступени Л. у. делятся на апериодические и резонансные. Нагрузкой лампы в *резонансных усилителях* служит колебат. контур, полоса пропускания к-рого выбирается с частотой усиливаемого сигнала. Включение в анодную цепь лампы системы связанных контуров позволяет уменьшить линейные искажения в полосе пропускания и улучшить избирательность Л. у.; такие устройства наз. полосовыми усилителями.

Нагрузкой лампы в апериодических Л. у. служит цепь, не имеющая ярко выраженных резонансных свойств. В *реостатном усилителе* (рис. 1, *а*) благо-

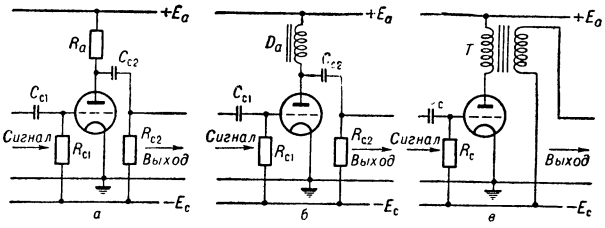


Рис. 1. Типы ламповых усилителей.

даря включению входной цепи $C_{c_1} R_{c_1}$ на сетку лампы поступает только переменная составляющая сигнала. Необходимое сеточное смещение подается через сопротивление R_{c_1}. Через переходную цепь $R_{c_2} C_{c_2}$ переменная составляющая сигнала передается с выхода первой усилит. ступени на вход второй, что обеспечивает независимость режима второй лампы от первой. Дроссельный Л. у. (рис. 1, *б*) отличается от реостатного заменой R_a дросселем D_a. Л. у., изображенный на рис. 1, *в*, наз. трансформаторным. Все апериодич. Л. у. применяются как звуковые усилители, полоса пропускания к-рых простирается от неск. десятков *гц* до неск. десятков *кгц*. В технике физ. эксперимента наиболее часто применяются реостатные Л. у. Выбором параметров и введением нек-рых дополнит. цепей (см. *Коррекция искажений в усилителе*) удается расширить полосу пропускания реостатного Л. у. до неск. *Мгц*, поэтому он кладется в основу построения т. н. широкополосных усилителей для усиления сигналов с широким спектром (напр., импульсов с крутыми фронтами и плоскими вершинами).

Для усиления медленно меняющихся сигналов служат Л. у., в к-рых кондуктивная связь между ступенями с дополнительными постоянными напряжениями смещения позволяет передать сколь угодно медленные изменения напряжения и в то же время обеспечивает независимость режима лампы каждой ступени (см. *Усилители постоянного тока*).

Различают 3 основных класса Л. у. в зависимости от режима работы лампы. В режиме класса *А* рабочая точка находится в середине прямолинейного участка анодно-сеточной характеристики лампы и отсутствуют сеточные токи (рис. 2, *а*). В этом режиме лампа вносит минимальные нелинейные искажения, но кпд усилителя невелик. Л. у. класса *А* применяются в предварит. ступенях усиления напряжения и в маломощных выходных усилителях мощности, когда экономичность усилителя несущественна. В усилителях класса *В* рабочая точка смещена так, что в отсутствие сигнала анодный ток практически равен нулю, лампа управляется только положит. полуволнами сигнала (рис. 2, *б*). При этом форма анодного тока отличается от формы управляющего входного напряжения, нелинейные искажения могут быть большими, но кпд значительно выше, чем в Л. у. класса *А*. В усилителях звуковой частоты нелинейные искажения, возникающие в режиме класса *В*,

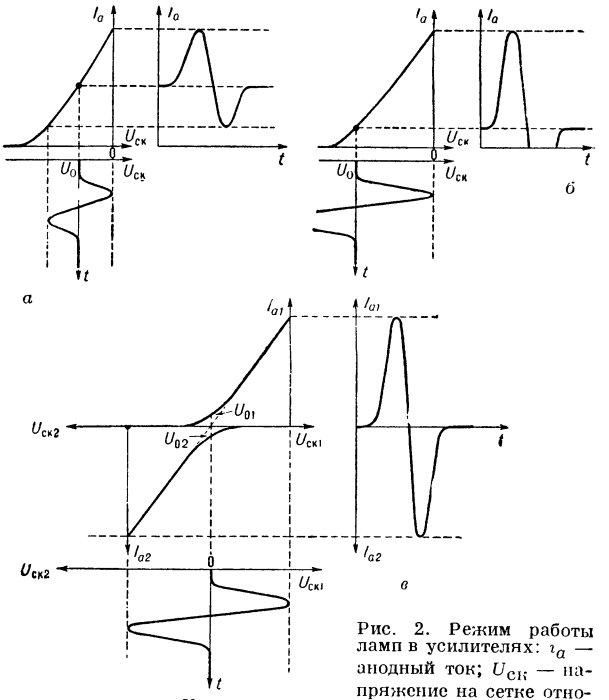


Рис. 2. Режим работы ламп в усилителях: i_a — анодный ток; U_{c1} — напряжение на сетке относительно катода; U_0 — постоянное сеточное смещение; t — время; *а* — режим класса *А*; *б* — режим класса *В*; *в* — режим класса *В* с двумя лампами в двухтактной схеме

можно существенно снизить применением *двухтактных схем;* при этом две лампы, каждая из к-рых управляется только положит. полуволной сигнала, дополняют одна другую, ибо сигнал подается на их сетки в противофазе (рис. 2, *в*). В резонансных усилителях на возникающих в анодном токе вследствие нелинейных искажений высших гармониках мощность практически не выделяется, поэтому нелинейные искажения оказываются небольшими даже в однотактном Л. у. класса *В*. Режим класса *В* применяется в усилителях средней и большой мощности. Режим класса *С* соответствует еще большему отрицат. смещению на сетке лампы. В этом режиме лампа отпирается лишь верхней частью положит. волны усиливаемого сигнала, кпд еще выше, а нелинейные искажения еще больше. Режим класса *С* применяется только в узкополосных усилителях мощности.

Существуют три варианта схем подключения управляющего напряжения к электродам сетка — ка-

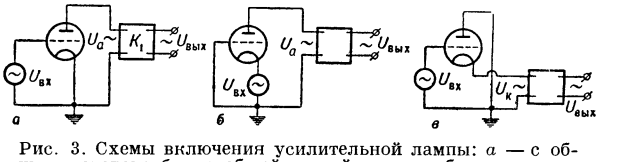


Рис. 3. Схемы включения усилительной лампы: *а* — с общим катодом; *б* — с общей сеткой; *в* — с общим анодом.

тод. Наиболее распространена т. н. схема с общим катодом (рис. 3, *а*); она применяется при усилении сигналов как низких, так и высоких частот. При достаточно низкой частоте сигналов, когда влиянием межэлектродных емкостей лампы можно пренебречь и в режиме класса *А*, лампа в такой схеме может быть

заменена эквивалентным генератором (см. *Эквивалентная схема*) напряжения или тока (рис. 4, *а*, *б*). В этом случае комплексный коэфф. усиления по напряжению K равен произведению динамич. коэфф. усиления лампы на комплексный коэфф. передачи K_1 *четырехполюсника*, образованного схемой анодной цепи:

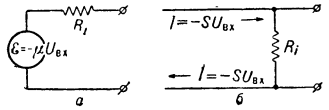


Рис. 4. Эквивалентные схемы усилительной лампы в режиме класса A, в схеме с общим катодом и без учета влияния паразитных параметров: S — крутизна сеточной характеристики лампы; $U_{вх}$ — комплексная амплитуда входного гармоник. напряжения; *а* — эквивалентный генератор напряжения; *б* — эквивалентный генератор тока.

$$K = -\frac{\mu Z_a}{R_i + Z_a} K_1, \quad (1)$$

где Z_a — комплексное входное сопротивление четырехполюсника (рис. 3, *а*), R_i — внутреннее сопротивление лампы, μ — статич. коэфф. усиления лампы (см. *Параметры и характеристики электронных ламп*). Для ступени реостатного усилителя (рис. 5) имеем:

$$K = U_{вых}/U_{вх} = \frac{\mu}{-(1+R_i/R_a+R_i/R_c)+i[\omega R_a C_0-(1+R_i/R_a)/\omega R_c C_c]}, \quad (2)$$

где ω — круговая частота входного гармоник. напряжения. Оптимальный коэфф. усиления K ступени резонансного усилителя:

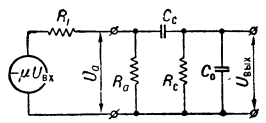


Рис. 5. Ступень реостатного усилителя с емкостной связью.

$$K = S/\Delta\omega C_0; \quad (3)$$

здесь $\Delta\omega$ — полоса пропускания, C_0 — выходная емкость ступени, включающая в себя емкость резонансного контура, *выходную емкость электронной лампы*, емкость монтажа и входа след. ступени. Из (3) следует, что произведение $K\Delta\omega$ — постоянная величина, характеризующая резонансный усилитель, растущая с увеличением крутизны характеристики лампы и с уменьшением ее межэлектродных емкостей. На высоких частотах в Л. у. сказываются межэлектродные емкости лампы, индуктивности выводов ее электродов и время пролета электронов от катода к аноду. В этом случае не все подводимое напряжение сигнала действует на промежутке сетка — катод, увеличиваются потери во входной цепи и снижается эффективность управления анодным током. Даже без учета индуктивностей выводов лампы эквивалентная схема усилит. лампы имеет вид сложного четырехполюсника (рис. 6).

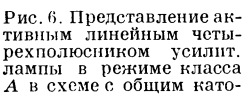


Рис. 6. Представление активным линейным четырехполюсником усилит. лампы в режиме класса A в схеме с общим катодом и при учете влияния паразитных параметров, $Y_{ск}$, $Y_{ас}$, $Y_{ак}$ — комплексные проводимости между выводами лампы сетка — катод, анод — сетка и анод — катод.

Схема с общей сеткой (рис. 3, *б*) применяется гл. обр. в Л. у. СВЧ на триодах. У триодов велика проходная емкость сетка — анод, что неблагоприятно сказывается на усилении сигналов СВЧ в схеме с общим катодом (см. *Входная емкость электронной лампы*). Собственные же шумы у триодов меньше, чем у пентодов, обладающих малой динамич. входной емкостью. Заземление управляющей сетки экранирует анод, и входная емкость оказывается небольшой, приближающейся к статич. емкости сетка — катод. Активная составляющая входной проводимости этой схемы сравнительно велика (порядка крутизны лампы S), но т. к. источники усиливаемых сигналов в области СВЧ имеют малое внутр. сопротивление, этот недостаток схемы с общей сеткой не существен. В этой схеме выходной ток близок по величине к входному.

Схема с общим анодом (рис. 2, *в*) наз. *катодным повторителем*. В ней выходное напряжение близко по величине и при активной нагрузке синфазно со входным и «повторяет» входное напряжение. Катодный повторитель является широкополосным усилителем мощности с высоким входным сопротивлением, его усиление по напряжению не превышает 1.

Чувствительность Л. у. ограничивается его собственными шумами, в к-рых тонут слабые сигналы. Шумы Л. у. порождаются: *дробовым эффектом*, ионизацией остатков газа в лампе, *вторичной электронной эмиссией* с электродов лампы, вибрацией электродов, а также флуктуацией токов в сопротивлениях схемы Л. у., недостаточной стабильностью источников питания и несовершенством контактов. Особенно сильно сказываются шумы ламп первых ступеней усилителя. Шумы, связанные с дробовым эффектом, проявляются равномерно на всех частотах.

В области низких частот возникают шумы из-за т. н. мерцания эмиссии катода. Интенсивность этих шумов падает пропорционально $1/\omega^\alpha$ ($1 \leqslant \alpha \leqslant 2$), и на частотах, превышающих неск. *кгц*, они значительно меньше шумов дробового эффекта. При очень большом входном сопротивлении Л. у. на низких частотах могут сказаться также шумы флуктуаций сеточного тока входной лампы. Шумовые свойства Л. у., как и др. усилителей, оцениваются шумфактором.

Для улучшения рабочих характеристик в Л. у. применяется *обратная связь*, при наличии которой часть мощности усиленного сигнала подается с выхода Л. у. обратно на его вход. *Отрицательная обратная связь*, уменьшая результирующее входное напряжение, вызывает нек-рое снижение результирующего коэфф. усиления. Однако это окупается уменьшением нелинейных, частотных и фазовых искажений и собственных шумов Л. у., а также повышением стабильности его коэфф. усиления.

При последоват. соединении неск. ступеней без обратной связи их коэфф. усиления, так же как и частотные характеристики, перемножаются. При этом неравномерности частотной характеристики Л. у. обостряются, если ступени одинаковы. В многоступенном Л. у. при большом общем коэфф. усиления могут сильно сказываться неучитываемые обратные связи через общие цепи питания и взаимные электрич. и магнитные поля; поэтому частотная характеристика ступени усиления в многоступенном Л. у. может оказаться иной, чем у изолированной ступени из тех же деталей. Паразитные связи в многоступенном Л. у. трудно поддаются расчету.

Л. у. применяются для усиления самых разнообразных электрич. сигналов. На частотах, превышающих 1000 *Мгц*, где сильно сказывается инерционность электронов, в Л. у. применяются спец. электронные лампы: *клистрон*, *лампа бегущей волны* и др. (см. *СВЧ электронные приборы*, *СВЧ ионные приборы*).

Лит.: 1) Ризкин А. А., Основы теории усилительных схем, 2 изд., М., 1954; 2) Калинин В. И. и Гершгейн Г. М., Введение в радиофизику, М., 1957, гл. 24 и 25; 3) Ламповые усилители, пер. с англ., под ред. В. И. Сушкевича, ч. 1—2, М., 1950—51; 4) Заварин Г. Д., Усилители, М., 1957; 5) Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 4 изд., М., 1956.

М. Д. Карасев.

ЛАМПОВЫЙ ЭЛЕКТРОМЕТР — см. *Электрометр ламповый*.

ЛАМПЫ СПЕКТРАЛЬНЫЕ — лампы для воспроизведения опорных спектральных линий в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Существуют след. типы Л. с.: ртутные, кадмиевые, ртутно-кадмиевые, цинковые, ртутно-

цинковые, таллиевые, натриевые, калиевые, рубидиевые, цезиевые и группа ламп с газами — неоновые, аргоновые, криптоновые и ксеноновые. Все они работают в режиме дугового низковольтного разряда при низком давлении паров металла или газа. Вольт-амперные характеристики у них падающие, что заставляет соединять каждую лампу последовательно с балластным сопротивлением для ограничения разрядного тока (см. *Источники света газоразрядные*).

Всем Л. с. присущ один принцип конструктивного устройства (рис. 1). Внутри цилиндрич. замкнутой колбы *A* с норм. цоколем находится разрядная трубка *B* с тремя электродами, причем один из них (*3*) служит для поджига. Для теплоизоляции трубки воздух между стенками ее и колбы разрежен до высокого вакуума. Трубка таллиевой Л. с. (рис. 2) выполняется из кварцевого стекла или кварцойда и для усиления теплоизоляции заключается либо в двойную вакуумную колбу, либо в металлич. полый цилиндр *Z* с небольшим прямоугольным окном *S* на боковой поверхности для выхода излучения в одном направлении. Трубки натриевых, калиевых, рубидиевых и цезиевых Л. с. изготовляются из стекол с защитными от действия паров щелочных металлов слоями или из спец. щелочноустойчивых стекол. У ртутных, кадмиевых и цинковых Л. с. трубки иногда делаются из кварцевого стекла. Трубки всех парометаллич. Л. с. наполняются аргоном до давления в неск. *мм рт. ст.* и дозированным количеством соответствующего металла. У газовых Л. с. трубки наполняются соответствующим газом до давления в неск. *мм рт. ст.*

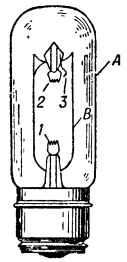


Рис. 1. Схема устройства спектральной лампы.

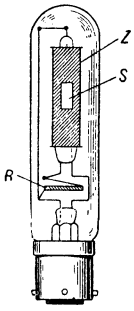


Рис. 2. Схема устройства таллиевой лампы: *R* — сопротивление, включенное последовательно с поджигающим электродом.

При включении тока в цепь лампы в ее трубке сначала вспыхивает тлеющий разряд в газе между поджигающим электродом *3* (рис. 1) и ближайшим к нему рабочим *2*. Межэлектродное пространство мгновенно насыщается заряженными частицами, которые и обусловливают возбуждение дугового разряда между рабочими электродами. Сам тлеющий разряд не может перейти в дуговой, т. к. этому препятствует большое омич. сопротивление (неск. *ком*), расположенное обычно внутри лампы. В кадмиевых, цинковых и таллиевых лампах в начале возбуждения дугового разряда между рабочими электродами наблюдается тусклое малиново-фиолетовое свечение аргона. Но вскоре (через 3—5 *мин*) оно заменяется свечением другого цвета, характерным для пара данного металла, напр. у таллиевой лампы — ярко-зеленым. Это объясняется тем, что во время разряда в аргоне трубка разогревается, упругость пара металла возрастает и он начинает активно участвовать в разряде. Такая передача активной роли в свечении происходит потому, что потенциалы возбуждения аргона выше, чем у паров металлов. Поэтому в смеси его с паром металла электроны, движущиеся в поле разряда, претерпевают частые неупругие столкновения с более легко возбуждаемыми атомами пара и не в состоянии приобрести ту кинетич. энергию, к-рая необходима для возбуждения атомов аргона. В результате этого свечение аргона заменяется свечением пара металла. У ртутных ламп смена цвета свечения происходит практически мгновенно. У натриевых, калиевых, рубидиевых и цезиевых ламп — в течение 1—2 минут. Габариты и мощность каждой парометаллич. лампы подобраны с таким расчетом, чтобы во время ее работы упругость пара металла была минимально необходимой для поддержания разряда. Повышение давления паров приводит к нежелательному для измерит. целей увеличению ширины спектральных линий.

Имея набор Л. с. и пользуясь подобранными фильтрами из цветных стекол или жидкостей определенного состава, можно воспроизвести ту или иную интенсивную линию почти в любом участке спектра в диапазоне от 254 *ммк* до 891 *ммк*. Натриевые и таллиевые лампы являются почти монохроматич. излучателями, поскольку в спектре первой лампы свыше 80% всей излучаемой энергии приходится на дублет 589,0—589,6 *ммк*, а в спектре второй лампы превалирует зеленая линия 535 *ммк*, что делает таллиевую лампу исключительно ценной для многих измерительных интерферометрич. работ.

Лит.: 1) Pirani M., в кн.: Technische-wissenschaftliche Abhandlungen aus dem Osram-Konzern, Bd 2, B., 1931, S. 33—42; 2) Pirani M. und Lax E., там же, Bd 3, B., 1934; 3) Elenbaas W. und Riemens J., «Philips Techn Rev.», 1950, v. 11, № 10; 4) Корец И., «Dtsch. Elektrotechn.», 1954, Jg. 8, H. 9; 5) Левиков С. И. и Селезнева Л. А., в кн.: Передовой научно-технический и производственный опыт, тема 37, № II-58-90/3, М., 1958.

С. И. Левиков.

ЛАНДАУ ДИАМАГНЕТИЗМ — диамагнетизм, связанный с орбитальным движением свободных электронов. Магнитные свойства электронного газа, помещенного в магнитное поле H, связаны с наличием у электронов собственного спинового *магнитного момента* и с изменением орбитального движения свободных электронов под влиянием магнитного поля. При этом спиновой момент дает парамагнитный вклад в восприимчивость, а орбитальное движение — диамагнитный вклад [1]. Оба эффекта являются чисто квантовыми.

Для определения магнитной восприимчивости электронного газа при темп-ре T необходимо вычислить термодинамич. потенциал Ω, равный

$$\Omega = -kT \sum_n \ln\left[1+\exp\frac{\varepsilon_0-\varepsilon_n}{kT}\right], \qquad (1)$$

где суммирование ведется по всем квантовым состояниям электронов, k — постоянная Больцмана, ε_n — энергия электрона в n-ом квантовом состоянии, ε_0 — *химический потенциал* электронов. Магнитный момент тела выражается через Ω ф-лой

$$M = -\left(\frac{\partial\Omega}{\partial H}\right)_{T,\varepsilon_0}. \qquad (2)$$

Энергия поперечного движения электрона $\varepsilon_\perp$ в магнитном поле квантована, так что

$$\varepsilon_k = \varepsilon(l,p_z) = \varepsilon_\perp(l)+\frac{p_z^2}{2m} = 2\mu_B\left(l+\frac{1}{2}\right)H+\frac{p_z^2}{2m} \qquad (3)$$

(p_z — импульс электрона вдоль магнитного поля, $\mu_B = e\hbar/2mc$ — магнетон Бора, e и m — масса и заряд электрона). Чтобы перейти в (1) к суммированию по l и интегрированию по dp_z, надо определить число квантовых состояний в интервале $\Delta l\Delta p_z$. Число квантовых состояний в интервале импульсов $\Delta p_x\Delta p_y\Delta p_z$ равно $2\Delta p_x\Delta p_y\Delta p_z V/(2\pi\hbar)^3$ (V — объем тела). Заменяя $\Delta p_x\Delta p_y$ на $2\pi\Delta p_\perp p_\perp = 2\pi m\Delta\varepsilon_\perp = 4\pi\mu_B Hm\Delta l$, находим, что число состояний равно $4Hm\mu_B V/\hbar(2\pi\hbar)^2$. Т. о.

$$\Omega = -kT\int_{-\infty}^{\infty}\frac{2eVH}{c(2\pi\hbar)^2}dp_z\times \times\sum_{l=0}^{\infty}\ln\left[1+\exp\frac{\varepsilon_0-(2l+1)H\mu-p_z^2/2m}{kT}\right]. \qquad (4)$$

В слабых полях для вычисления суммы (4) можно воспользоваться ф-лой Эйлера:

$$\sum_{n=0}^{\infty} f\left(l+\tfrac{1}{2}\right)=\int_0^{\infty} f(\xi)d\xi+\tfrac{1}{24}f(0). \qquad (5)$$

Применяя эту ф-лу к (4), находим

$$\Omega=\Omega_0+\tfrac{1}{24}\frac{4eVH^2\mu_B}{c(2\pi\hbar)^2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dp_z}{\exp\left\{\frac{p_z^2/2m-\varepsilon_0}{kT}\right\}+1} \qquad (6)$$

(Ω_0 — часть Ω, независящая от поля). Если $T\to 0$ (см. *Вырожденный электронный газ*), то подынтегральная ф-ция равна 1 при $\frac{p_z^2}{2m}<\varepsilon_0$ и 0 при $\frac{p_z^2}{2m}>\varepsilon_0$. Поэтому при $T=0$,

$$\Omega=\Omega_0+\tfrac{1}{24}\frac{8eVH^2\mu_B}{c\,(2\pi\hbar)^2}\sqrt{2m\varepsilon_0}. \qquad (7)$$

Находя из (7) магнитный момент, получаем восприимчивость

$$\varkappa=-\frac{e^2}{12\pi^2\hbar c^2}\left(\frac{2\varepsilon_0}{m}\right)^{1/2} \qquad (8)$$

или, если воспользоваться выражением для ε_0 через плотность n электронного газа $\varepsilon_0=(3n/8\pi)^{2/3}h^2/2m$,

$$\varkappa=-\frac{4m\mu_B^2}{h^2}\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3}n^{1/3}. \qquad (9)$$

Эта величина составляет $^1/_3$ от взятой с обратным знаком спиновой парамагнитной восприимчивости (см. *Парамагнетизм*). При низких темп-рах магнитная восприимчивость металлов (диа- и парамагнитная) испытывает осцилляционную зависимость от магнитного поля H (см. *Де Хааза—ван Альфена эффект*).

Лит.: 1) Landau L., «Z. Phys.», 1930, Bd 64, H. 7—8, S. 629; 2) Пайерлс Р., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956, с. 166; 3) Блох Ф., Молекулярная теория магнетизма, пер. с нем., Л. — М., 1936, с. 33.

Л. П. Питаевский.

ЛАНДАУ ЭФФЕКТ — искажение поверхности горения жидкости или газа под действием динамич. повышения давления, возникающего в результате оттока от этой поверхности газообразных продуктов превращения. Л. э. — одна из осн. причин нарушения устойчивости горения жидких взрывчатых веществ (ВВ). Обнаруживается при достижении нек-рой предельной скорости оттока и соответствующей ей скорости горения $u_{\text{пр}}$. Теоретически предсказан Л. Д. Ландау (1944). При горении жидкого маловязкого ВВ по механизму Беляева — Зельдовича (см. *Горение взрывчатых веществ*) в не слишком узком сосуде, стабилизирующим влиянием стенок к-рого можно пренебречь, $u_{\text{пр}}=(4\alpha_k g\rho^2_{\text{газ}}\rho_{\text{жидк}})^{1/4}$, где α_k — поверхностное натяжение при темп-ре кипения, ρ — плотность, g — ускорение силы тяжести. Для большинства ВВ это ур-ние можно представить в виде: $u_{\text{пр}}=0{,}25p^{0{,}5}$, где p — внешнее давление. При увеличении вязкости η жидкости $u_{\text{пр}}$ возрастает пропорционально $\sqrt[3]{\eta}$. При достижении $u_{\text{пр}}$ жидкость может затухнуть, детонировать или гореть на турбулентном, пульсирующем режиме со скоростью, на порядок большей, чем скорость обычного ламинарного горения. Согласие теории Л. э. с опытом для жидких ВВ подтверждено на значит. экспериментальном материале. При горении газов Л. э. встречается реже.

Лит.: Андреев К. К., Термическое разложение и горение взрывчатых веществ, М. — Л., 1957.

Б. Н. Кондриков

ЛАНДАУ — ЛИФШИЦА УРАВНЕНИЕ — уравнение, описывающее процесс приближения магнитного момента в ферромагнетике к его равновесному направлению. Пусть $\boldsymbol{M}$ — магнитный момент единицы объема ферромагнетика. Равновесное направление $\boldsymbol{M}$ должно определяться из условия минимума свободной энергии ферромагнетика, имеющей в магнитном поле вид:

$$F=\int\left\{\tfrac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial M_i}{\partial x_k}\right)^2-\tfrac{1}{2}\beta(\boldsymbol{nM})^2-\boldsymbol{HM}\right\}dV, \qquad (1)$$

где $i,\ k=x,\ y,\ z$ (по всем значениям i и k предполагается суммирование), α и β — постоянные, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор вдоль оси легчайшего намагничивания, $\boldsymbol{H}$ — магнитное поле. Варьируя F по $\boldsymbol{M}$, получим:

$$\delta F=-\int f\delta\boldsymbol{M}dV,\quad f=\alpha\Delta\boldsymbol{M}+\beta\boldsymbol{n}(\boldsymbol{Mn})+\boldsymbol{H}. \qquad (2)$$

Приравнивая δF нулю, находим условие равновесия в виде

$$f\delta\boldsymbol{M}=0. \qquad (3)$$

При этом, поскольку абс. величина магнитного момента ферромагнетика постоянна, имеет место соотношение:

$$\boldsymbol{M}\delta\boldsymbol{M}=\delta\left(\frac{M^2}{2}\right)=0. \qquad (4)$$

Из (3) и (4) следует, что в равновесии $\boldsymbol{M}$ направлен параллельно $\boldsymbol{f}$, а из (2) видно, что $\boldsymbol{f}$ играет роль действующего на $\boldsymbol{M}$ эффективного поля, так что момент сил, действующих на $\boldsymbol{M}$, равен $[\boldsymbol{fM}]$. Если $\boldsymbol{M}$ не направлен по $\boldsymbol{f}$, то момент не находится в равновесии и приходит в движение, причем если отклонение от положения равновесия мало, то $d\boldsymbol{M}/dt$ определяется самим значением $\boldsymbol{M}$. Определяющее $d\boldsymbol{M}/dt$ выражение должно быть построено т. о., чтобы оно обращалось в нуль при $\boldsymbol{M}\|\boldsymbol{f}$ и было линейно по отклонению $\boldsymbol{M}$ от направления $\boldsymbol{f}$. Самое общее выражение, обладающее такими свойствами, имеет вид:

$$\frac{\partial\boldsymbol{M}}{\partial t}=a[\boldsymbol{fM}]+b\left(\boldsymbol{f}-\frac{(\boldsymbol{Mf})\boldsymbol{M}}{M^2}\right). \qquad (5)$$

Постоянная a в этом ур-нии может быть определена из общих соображений. Дело в том, что в ферромагнетике имеются два вида взаимодействий: сильное — обменное и слабое — магнитное. При этом обменное взаимодействие не меняет направления магнитного момента. Поэтому, если пренебречь слабым магнитным взаимодействием, то момент ведет себя как свободный и под действием пары сил $[\boldsymbol{fM}]$ прецессирует согласно известному из механики ур-нию

$$\frac{\partial\boldsymbol{S}}{\partial t}=\frac{1}{g}\frac{\partial\boldsymbol{M}}{\partial t}=[\boldsymbol{fM}] \qquad (6)$$

($\boldsymbol{S}$ — механич. момент, $g=e/mc$ — отношение магнитного момента к механическому). Наличие же слабого магнитного взаимодействия приводит к появлению второго члена в ур-нии (5) и неск. меняет коэфф. при $[\boldsymbol{Mf}]$. Этим малым изменением коэфф. a можно пренебречь, вторым же членом в ур-нии пренебречь, разумеется, нельзя, поскольку именно он возвращает момент к равновесному направлению. Т. о., ур-ние для $\boldsymbol{M}$ окончательно имеет вид:

$$\frac{mc}{e}\frac{\partial\boldsymbol{M}}{\partial t}=[\boldsymbol{fM}]+\lambda\left[\boldsymbol{f}-\frac{(\boldsymbol{fM})\boldsymbol{M}}{M^2}\right], \qquad (7)$$

причем, т. к. коэфф. λ связан со слабым взаимодействием, имеет место неравенство:

$$\lambda\ll M. \qquad (8)$$

Ур-ние (7) описывает поведение ферромагнетиков в не слишком быстро меняющихся магнитных полях. В частности, из него следует, что магнитная восприимчивость ферромагнетика в направлении легчайшего намагничивания имеет вид:

$$\mu=1+4\pi\frac{(g\beta M)^2+i\omega g\beta\lambda}{\beta\left[(g\beta M)^2-\omega^2+2i\omega g\beta\lambda\right]} \qquad (9)$$

(ω — частота внешнего поля). Выражение (9) имеет резонансный характер и описывает т. н. ферромагнитный резонанс.

Лит.: 1) Landau L. and Lifshitz E., «Phys. Z. der Sowjetunion», 1935, Bd 8, H. 2, S. 153; 2) Ахиезер А.И., Барьяхтар В. Г., Каганов М. И., «УФН», 1960, т. 71, вып. 4, с. 533; 3) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М. — Л., 1948. *Л. П. Питаевский.*

ЛАНДАУ—ПЛАЧЕКА ФОРМУЛА выведена Л. Д. Ландау и Г. Плачеком в 1934 г. Она устанавливает соотношение интегральных интенсивностей центральной компоненты и компонент Мандельштама — Бриллюэна тонкой структуры линии Релея (см. *Мандельштама — Бриллюэна явление, Рассеяние света*):

$$I_c/2I_{M-B} = (C_p - C_v)/C_v = \gamma - 1, \qquad (1)$$

где I_c и I_{M-B} — интегральные интенсивности центральной компоненты и компоненты Мандельштама — Бриллюэна, C_p и C_v — теплоемкости при постоянном давлении и объеме, $\gamma = C_p/C_v$. Л. — П. ф. распространяется только на полностью поляризованные компоненты тонкой структуры (рассеяние на изобарич. и адиабатич. флуктуациях плотности) и не относится к крылу линии Релея. Для количественных расчетов ф-ла (1) принимает вид

$$I_c\, 2I_{M-B} = K\alpha^2 T/C_p \rho \beta_S, \qquad (2)$$

где α — коэфф. расширения, ρ — плотность, β_S — адиабатическая сжимаемость, T — температура, $K = (1/\alpha \cdot d\varepsilon/dT)^2_p/(\rho \cdot \partial\varepsilon/\partial\rho)^2_S$ (ε — диэлектрич. проницаемость, p — давление, S — энтропия). При $K = 1$ и отсутствии дисперсии скорости звука ф-ла (2) переходит в (1), т. к. тогда

$$\alpha^2 T/C_p \rho \beta_S = \gamma - 1. \qquad (3)$$

Для ряда жидкостей K значительно отличается от единицы (напр., для воды $K = 1{,}7$). Кроме того, для упругих волн гиперзвуковых частот (порядка 10^{10} *гц*), существенных для рассеяния света, соотношение (3) со статич. значением γ может не выполняться: в тех случаях, когда наблюдается заметная дисперсия скорости звука, левая часть (3) существенно отличается от правой.

Лит.: Фабелинский И. Л., Некоторые вопросы молекулярного рассеяния света в жидкостях, «УФН», 1957, т. 63, вып. 2. *И. Л. Фабелинский.*

ЛАНДАУ — СТАНЮКОВИЧА УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ — соотношение, связывающее давление p и плотность ρ продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ), находящихся под давлением порядка 100 тыс. атмосфер. Получено Л. Д. Ландау и К. П. Станюковичем (1945 г.) с использованием гидродинамич. теории детонации и экспериментальной зависимости скорости детонации от нач. плотности ρ_0 ВВ в предположении, что давление и энергия продуктов взрыва обусловлены в основном межмолекулярным взаимодействием, т. е. что состояние газообразных продуктов подобно состоянию твердого тела или жидкости. Для большинства вторичных ВВ, зависимость скорости детонации к-рых от нач. плотности в интервале 1,2—1,8 *г/см*^{3} близка к прямой пропорциональности, Л.—С. у. с. имеет вид $p = A\rho^n$, где $A \approx 2 \cdot 10^4$ *am*, $n \approx 3$, а плотность продуктов детонации в плоскости Чепмена — Жуге (см. *Детонация*) $\rho = 4\rho_0/3$. При снижении давления продуктов детонации Л.—С. у. с. имеет вид $p = A(\rho)\rho^{k_0}$, причем k_0 уменьшается, достигая при давлениях порядка 1000 *am* значения, равного C_p/C_v. Л.—С. у. с. подтверждено многочисл. экспериментальными работами и является основой всех расчетов в теории детонации конденсированных ВВ.

Лит.: 1) Зельдович Я. Б. и Компанеец А. С., Теория детонации, М., 1955; 2) Баум Ф. А., Станюкович К. П. и Шехтер Б. И., Физика взрыва, М., 1959. *Б. Н. Кондриков.*

ЛАНДЕ МНОЖИТЕЛЬ (фактор магнитного расщепления, g-фактор) — множитель в ф-ле для расщепления уровней энергии атома в магнитном поле [см. *Зеемана явление*, ур-ние (1)], определяющий масштаб расщепления в единицах $\mu_B H$ (μ_B — *магнетон* Бора, H — напряженность магнитного поля). Введен А. Ланде (A. Landé) в 1921 г. Величина Л. м. для заданного уровня энергии атома зависит от характеризующих его квантовых чисел. Для *Рассел — Саундерса схемы* связи Л. м. g определяется ф-лой Ланде

$$g = 1 + [J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)]/2J(J+1),$$

где J, S и L — квантовые числа, определяющие полный, спиновый и орбитальный моменты количества движения атома. Для чисто спинового момента ($L = 0$, $J = S$) $g = 2$, для чисто орбитального момента ($S = 0$, $J = L$) $g = 1$, при $S \neq 0$ и $L \neq 0$ Л. м. может принимать как значения между 1 и 2, так и значения меньшие 1 (в т. ч. отрицательные) и большие 2.

Наряду с атомным Л. м. вводят ядерный Л. м. (ядерный g-фактор), определяющий масштаб расщеплений уровней энергии, связанных с магнитными моментами атомных ядер. Ядерный Л. м. дает величину расщепления в единицах $\mu_{яд} H$ ($\mu_{яд}$ — ядерный магнетон).

Лит. см. при ст. *Зеемана явление.* *М. А. Ельяшевич.*

ЛАНЖЕВЕНА ТЕОРИЯ МАГНЕТИЗМА — теория, созданная П. Ланжевеном (P. Langevin) для объяснения диамагнетизма и парамагнетизма тел (1905 г.). Наибольшее значение имела статистич. теория парамагнетизма Ланжевена, к-рая до сих пор не потеряла своего значения. Дальнейшее свое развитие с позиций квантовой теории она получила в трудах Ван-Флека (J. Van Vleck) и др. (см. *Диамагнетизм, Парамагнетизм*).

ЛАНЖЕВЕНА — ДЕБАЯ ФОРМУЛА — формула, выражающая связь между диэлектрической проницаемостью и дипольным моментом молекул полярного диэлектрика. Впервые получена в 1912 г. П. Дебаем (P. Debye). В отсутствие электрич. поля дипольные молекулы полярного диэлектрика ориентированы хаотически. В электрич. поле происходит преимущественная ориентация молекул, к-рой препятствует тепловое движение частиц вещества. Потенциальная энергия молекулы с дипольным моментом μ в *локальном поле* $E_{лок}$ равна $U = -\mu \mathcal{E}_{лок} = -\mu E_{лок} \cos\Theta$, где Θ — угол между направлением дипольного момента и локального поля. Электрич. момент единицы объема (поляризация) $P = n\mu\,\overline{\cos\Theta}$, где n — число молекул в единице объема, $\overline{\cos\Theta}$ — среднее значение $\cos\Theta$ по всем возможным ориентациям молекул при тепловом равновесии, T — абс. темп-ра, k — Больцмана постоянная; согласно закону распределения Больцмана, относительная вероятность того, что дипольный момент молекулы расположен внутри телесного угла $d\Omega$ пропорциональна $e^{U/kT}$; поэтому

$$\overline{\cos\theta} = \frac{\int e^{U/kT}\cos\theta\, d\Omega}{\int e^{U/kT} d\Omega} = \mathrm{cth}\, a - \frac{1}{a} \equiv L(a),$$

где $a = \dfrac{\mu E_{лок}}{kT}$. Полученное выражение совпадает с ф-цией, введенной впервые Ланжевеном для магнитной восприимчивости парамагнитных веществ. На практике обычно

$$a = \frac{\mu E_{лок}}{kT} \ll 1 \quad \text{и} \quad L(a) \approx \frac{a}{3} = \frac{\mu E_{лок}}{3kT}.$$

Следовательно, поляризация

$$P = n\mu\cos\theta = \frac{n\mu^2 E_{лок}}{3kT},$$

а поляризуемость (на молекулу)

$$\alpha_{\text{дип}} = \mu^2/3kT.$$

Полную поляризуемость можно записать в виде

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT}, \quad (1)$$

где α_0 — поляризуемость упругого смещения. Тогда диэлектрич. проницаемость полярного диэлектрика будет равна

$$\varepsilon - 1 = 4\pi n\left(\alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT}\right), \quad (2)$$

если $E_{\text{лок}} = E_{\text{ср}}$, или

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{4\pi}{3} n\left(\alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT}\right), \quad (3)$$

если $E_{\text{лок}} = E_{\text{ср}} + \frac{4\pi}{3} P$ (см. *Поляризация диэлектриков, Локальное поле*). Последнее выражение часто записывают в виде:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\frac{M}{\rho} = \frac{4\pi}{3} N\left(\alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT}\right), \quad (4)$$

где M — молекулярный вес вещества, ρ — плотность, N — число Авогадро. Правую часть (4) Дебай назвал «молекулярной поляризацией». В литературе выражения (1)—(3) наз. ф-лами Дебая, или Ланжевена — Дебая. Ф-лы (1)—(4) имеют большое значение для интерпретации структуры молекул; с их помощью определяют дипольные моменты μ по наклону прямой, характеризующей зависимость левых частей ф-л от T^{-1}. Ф-лы (2)—(4) применимы к полярным диэлектрикам с теми же приближениями, как и локальные поля: $E_{\text{лок}} = E_{\text{ср}}$ и $E_{\text{лок}} = E_{\text{ср}} + {}^4/_3 \pi P$, т. е. ими можно с успехом пользоваться лишь для полярных газов и паров, находящихся при низком давлении; эти ф-лы применимы также к сильно разбавленным растворам полярных жидкостей в неполярных растворителях.

Лит.: 1) Дебай П., Полярные молекулы, пер. с нем., М. — Л., 1931, с. 17—76; 2) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1957, гл. 6, с. 142—46; 3) Сканави Г. И., Физика диэлектриков (Область слабых полей), М. — Л., 1949, гл. 11, с. 50—53, 60—61; 4) Френкель Я. И., Собр. избр. трудов, т. 3, Кинетическая теория жидкостей, М. — Л., 1959, с. 252—54; 5) Браун В., Диэлектрики, пер. с англ., М., 1961, § 16, 21, 25, 54; 6) Smyth C.P., Jr., Dielectric behavior and structure, N. Y. — Toronto — L., 1955, гл. 1, § 6, p. 10—12.

А. Н. Губкин.

ЛАНЖЕВЕНА—ПАУЛИ ФОРМУЛА — формула для определения диамагнитной восприимчивости атомов, выведенная Ланжевеном (P. Langevin) на основе классических представлений и получившая позднее квантовомеханическую интерпретацию Паули (W. Pauli):

$$\varkappa = (-Ne^2/6mc^2)\sum_i \overline{r_i^2} = -2.832\cdot 10^{19}\sum_i \overline{r_i^2},$$

где N — число Авогадро, e — заряд электрона в ед. СГСЕ, m — масса покоя электрона, c — скорость распространения света в вакууме, $\overline{r_i^2}$ — средний квадрат расстояния электрона от ядра атома. Л.—П. ф. хорошо согласуется с опытными данными.

Л.—П. ф. неприменима к молекулам, где ее заменяет ф-ла Ван-Флека (T. Van Vleck, 1932 г.):

$$\varkappa = (-Ne^2\ 6mc^2)\sum_i \overline{r_i^2} + N\alpha,$$

где α — сложное выражение, зависящее от значений волновых ф-ций молекулы в нормальном и возбужденном состояниях и не зависящее от темп-ры и от напряженности поля.

Лит.: 1) Воисовский С. В., Современное учение о магнетизме, М., 1953; 2) Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; 3) он же, Диамагнетизм и химическая связь, М., 1961.

Я. Г. Дорфман.

ЛАНТАН (Lanthanum) La — редкоземельный химич. элемент III гр. периодич. системы Менделеева, п. н. 57, ат. в. 138, 92. Известны 2 природных изотопа: La^{139} (99,911%) и La^{138} (0,089%). La^{138} распадается путем K-захвата с $T_{1/2} = 3{,}2\cdot 10^{11}$ лет. La^{139} образуется при делении урана (выход 6,3%) и является «реакторным ядом». Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов атомом Л. 8,9 *барн*. Из искусств. изотопов важнейшим является La^{140} ($T_{1/2} = 40{,}22$ час.). Конфигурация внешних электронов атома $5d6s^2$. Энергия ионизации в *эв*: ($La^0 \rightarrow La^+$) 5,61; ($La^+ \rightarrow La^{2+}$) 11,43; ($La^{2+} \rightarrow La^{3+}$) 19,17. Л. — металл, при обычной темп-ре кристаллизуется в гексагональной плотно упакованной решетке (α-Л.) с параметрами $a = 3{,}770 \pm 2$Å, $c = 12{,}159 \pm 8$Å и плотностью 6,162 *г/см*^{3}. Имеет аллотропич. модификации. Темп-ры превращений α→β 310 ± 5°, β→γ 864° (значения темп-р здесь и ниже даны в °C). β-Л. имеет гранецентрированную кубич. решетку, $a = 4{,}82$Å. Атомный радиус α-Л. 1,87 Å, ионные радиусы: La^{3+} 1,04, La^{4+} 0,90. $t_{\text{пл}}$ 920 ± 5°; $t_{\text{кип}}$ 3470°. Теплота плавления 1,6 *ккал/моль*; теплота испарения 99,5 *ккал/моль* (25°). Атомная теплоемкость C_p 6,27 *кал/г* × × *атом* · *град* (0°). Коэфф. расширения $4{,}9 \pm 0{,}1 \cdot 10^{-6}$ (25°). Теплопроводность 0,033 *кал/см·град·сек* (26—30°). Уд. электросопротивление в *ом* · *см*: α-Л. $56{,}8 \cdot 10^{-6}$ (25°), β-Л. $98 \cdot 10^{-6}$ (560°), γ-Л. $126 \cdot 10^{-6}$. Металл парамагнитен, атомная магнитная восприимчивость $101 \cdot 10^{-6}$. Модуль упругости $3{,}84 \cdot 10^{11}$ *дин/см*^{2}, модуль сдвига $1{,}49 \cdot 10^{11}$ *дин/см*^{2}, коэфф. Пуассона 0,288, предел прочности $11{,}0 \pm 0{,}4 \cdot 10^8$ *дин/см*^{2}, предел пропорциональности $3{,}21 \pm 0{,}40 \times \times 10^8$ *дин/см*^{2}, твердость по Бринеллю 36 *кГ/мм*^{2}. В соединениях проявляет валентность +3. Соли белого цвета. Применяется совместно с др. редкоземельными элементами (т. н. «мишметалл») для легирования стали, в вакуумной технике в качестве геттеров, в оптич. производстве для полировки линз, призм и пр. и в роли катализатора химич. процессов.

Лит. см. при ст. *Лантаниды.*

Б. И. Жагин.

ЛАНТАНИДЫ — семейство из 14 следующих за лантаном редкоземельных элементов с п. н. 58—71: церий Ce, празеодим Pr, неодим Nd, прометий Pm, самарий Sm, европий Eu, гадолиний Gd, тербий Tb, диспрозий Dy, гольмий Ho, эрбий Er, тулий Tu, иттербий Yb, лютеций Lu (кассиопей). В природе встречаются в рассеянном состоянии. Pm в количествах, достаточных для изучения нек-рых свойств, был получен искусств. путем; вопрос о содержании его в земной коре окончательно еще не решен. Ввиду сложности оптич. спектров Л. конфигурация электронных оболочек атомов не вполне выяснена. По старым представлениям Хунда, нейтральные атомы должны иметь электронную структуру $4f^n 5d6s^2$, где n от 0 до 14 в ряду La—Lu. Согласно новейшим данным, $5d$-электронами обладают, кроме La, лишь Gd, Lu и, возможно, Tb. Заполнение оболочки $4f$ начинается у Ce. В середине ряда у Eu ($4f^7 6s^2$) наполовину заполненная оболочка $4f$ особо устойчива. Присоединение следующего f-электрона у Gd ($4f^7 5d6s^2$) энергетически оказывается менее выгодным, чем появление электрона на d-оболочке. По-видимому, и у Tb нормальная конфигурация содержит электрон $5d$. У элементов, следующих за Tb, снова проявляется тенденция электронов $4f$ быть связанными значительно прочнее, чем электроны $5d$, и становятся вероятными конфигурации типа $4f^n 6s^2$, тогда как $5d$-электроны отсутствуют. Электрон $5d$ появляется только у последнего Л.-Lu($4f^{14}5d6s^2$). Трижды ионизированные атомы Л. содержат всегда только $4f$-электроны. Энергетич. состояние электронов внешних слоев таково, что три электрона сравнительно легко

теряются, обусловливая значительное сходство в химич. свойствах редкоземельных элементов. Остальные 4*f*-электроны в образовании химич. связи обычно не участвуют (исключение: Ce, Pr и Tb). Gd, Sm и Eu обладают высокими эффективными сечениями захвата тепловых нейтронов. По сечению захвата Gd (44 000 *барн*) превосходит все известные элементы.

Все Л.—металлы серебристо-белого цвета. Плотности их, как правило, увеличиваются с возрастанием порядкового номера (кроме Sm, Eu и Yb, что объясняется сравнительно большими атомными объемами этих элементов). Большинство металлов кристаллизуется в плотной гексагональной или гранецентрированной кубич. решетке; исключение: Sm (ромбоэдрич. решетка) и Eu (объемноцентрированная кубич. решетка). Радиусы ионов Л. равномерно уменьшаются с возрастанием порядкового номера (лантанидное сжатие). Аналогичная закономерность наблюдается для атомных радиусов и, за нек-рыми исключениями, для атомных объемов. Темп-ры плавления Л. лежат в пределах 800—1700°. Металлы имеют сравнительно низкую электропроводность и в большинстве своем парамагнитны. У нек-рых элементов (Gd, Dy, Er) при низких темп-рах проявляются ферромагнитные свойства. Металлы высокой чистоты пластичны, твердость их возрастает по мере увеличения атомного номера. Механич. свойства в большой степени зависят от присутствия примесей. В соединениях Л. обычно проявляют валентность 3. Ce, Pr и Tb образуют соединения, в которых они 4-валентны, Sm, Eu и Yb могут быть 2-валентными. Л. весьма способны к реакциям. Они образуют прочные окислы, галогенные соединения, сульфиды, реагируют с водородом, азотом, фосфором и др. элементами при сравнительно низких темп-рах. Металлы разлагают воду, растворяются в соляной, серной и азотной кислотах. При сплавлении смешиваются друг с другом с образованием твердых р-ров (т. н. «мишметалл»). Мишметалл применяют в металлургии для легирования сталей. Сплавы церия или мишметалла с железом и др. металлами, поддающимися закаливанию, пирофорны и используются для приготовления кремней. Окислы редкоземельных элементов и их фториды применяют при изготовлении электродов дуговых ламп, а в сочетании с окисью циркония — для электродов высокотемпературных печей. Окислы La и Ce могут служить геттерами. Широко применяются окислы редкоземельных элементов в производстве спец. стекол: окрашенных (Nd, Er, Pr), флюоресцирующих (Ce), имеющих особый спектр поглощения (Sm) и сохраняющих прозрачность под действием излучения (Ce). Отдельные Л. — эффективные катализаторы хим. процессов, используются в производстве красителей, электропромышленности, фармакологии, фотографии и др. областях. Благодаря высоким сечениям захвата тепловых нейтронов Gd и Sm применяются в атомной технике. Изотоп Tu^{170}, являющийся мягким γ-излучателем, служит портативным источником рентгеновских лучей.

Лит.: 1) Ельяшевич М. А., Спектры редких земель, М., 1953; 2) Химия изотопов. Сборник [ст.], пер. с англ., № 1, М., 1948; 3) Зеликман А. Н., Металлургия редкоземельных металлов тория и урана, М., 1961; 4) Серебренников В. В., Химия редкоземельных элементов, т. 1, Томск, 1959; 5) Редкоземельные металлы. Сб. ст., под ред. Л. Н. Комиссаровой и В. Е. Плющева, М., 1957; 6) Свойства и применение редкоземельных металлов. Материалы конференции по редкоземельным металлам, ноябрь, 1959, Чикаго, пер. с англ., под ред. Е. М. Савицкого, М., 1960. *Б. И. Жагин.*

ЛАНТАНОИДЫ — то же, что *лантаниды*.

ЛАПЛАСА ЗАКОН — зависимость перепада гидростатич. давления Δp с обеих сторон поверхности раздела жидкость — газ или двух жидкостей от поверхностного натяжения σ этой поверхности и ее средней кривизны $\varepsilon = 1/R_1 + 1/R_2$ (R_1 и R_2 — радиусы кривизны двух взаимно перпендикулярных нормальных сечений поверхностей): $\Delta p = p_1 - p_2 = \varepsilon\sigma$, где p_2 — давление с выпуклой стороны поверхности, p_1 — с вогнутой. Л. з., установленный в 1806 г. П. Лапласом (P. Laplace), — один из основных законов теории капиллярности (см *Капиллярные явления*).

ЛАПЛАСА ОПЕРАТОР (л а п л а с и а н) — оператор Δ, ставящий в соответствие скалярной ф-ции f дивергенцию ее градиента: $\Delta f = \operatorname{div}\operatorname{grad} f$. Через *Гамильтона оператор* ∇ («набла») Л. о. выражается в виде

$$\Delta f = \nabla^2 f = \nabla\nabla f.$$

В декартовых координатах (в трехмерном случае):

$$\Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2},$$

в сферич. координатах:

$$\Delta f = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial f}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial f}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2 f}{\partial r^2},$$

в цилиндрич. координатах:

$$\Delta f = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial f}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 f}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}.$$

Ур-ние $\Delta f = 0$ наз. *Лапласа уравнением*.

Д. А. Васильков.

ЛАПЛАСА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ состоит в замене действительной или комплексной ф-ции $f(t)$ действительного переменного t ($-\infty < t < \infty$) ф-цией $F(p) = \int_0^\infty e^{-pt} f(t)\,dt$ комплексного переменного $p = \sigma + i\tau$. Соответствие между $f(t)$ и $F(p)$ записывается $f(t) \leftrightarrow F(p)$. Ф-ция $f(t)$ (т. н. о р и г и н а л) должна подчиняться условиям: $f(t) = 0$ при $t < 0$; $f(t)$ имеет не более конечного числа точек разрыва на любом конечном промежутке и $|f(t)| \leqslant Me^{\alpha t}$, где M, α — нек-рые постоянные (для каждого оригинала свои). Ф-ция $F(p)$ (и з о б р а ж е н и е) оказывается однозначной аналитич. ф-цией переменного p в полуплоскости $\sigma > \alpha$. Зная $F(p)$, можно однозначно восстановить оригинал по ф о р м у л е о б р а щ е н и я:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} e^{pt}F(p)\,dp,$$

где $\gamma > \alpha$ и в правой части берется главное значение этого несобственного интеграла. Л. п. — линейное преобразование, т. е. если $f_1(t) \leftrightarrow F_1(p)$ и $f_2(t) \leftrightarrow F_2(p)$, то $\lambda_1 f_1(t) + \lambda_2 f_2(t) \leftrightarrow \lambda_1 F_1(p) + \lambda_2 F_2(p)$ при постоянных λ_1, λ_2. Дальнейшие свойства Л. п.: если $f(t) \leftrightarrow F(p)$, то 1) $f(at) \leftrightarrow \frac{1}{a}F(p/a)$ (т е о р е м а п о д о б и я); 2) $f(t-a) \leftrightarrow e^{-ap}F(p)$, где $a > 0$ (т е о р е м а з а п а з д ы в а н и я); 3) $e^{\lambda t}f(t) \leftrightarrow F(p-\lambda)$ (т е о р е м а с м е щ е н и я). Далее, если $f(t) \leftrightarrow F(p)$ и $g(t) \leftrightarrow G(p)$, то $\int_0^t f(\tau)g(t-\tau)\,d\tau \leftrightarrow F(p)\,G(p)$ (т е о р е м а у м н о ж е н и я). Если $f(t) \leftrightarrow F(p)$ и $f(t)$ имеет производные $f', f'', \ldots, f^{(n)}$, также удовлетворяющие требованиям, предъявляемым к оригиналам, то $f^{(n)}(t) \leftrightarrow p^n\{F(p) - f(0)p^{-1} - f'(0)p^{-2} - \ldots - f^{(n-1)}(0)p^{-n}\}$; если $f^{(k)}(t)$ разрывна в точке $t = 0$, то вместо $f^{(k)}(0)$ в этой ф-ле следует брать $\lim_{0<t\to 0} f^{(k)}(t)$.

Если $F(p) = \sum_{k=1}^{\infty}\frac{c_k}{p^k}$ при достаточно больших $|p|$,

то $F(p) \leftarrow f(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{c_k}{(k-1)!} t^{k-1}$ (первая теорема разложения). Если $F(p)=P(p)/Q(p)$, где $P(p)$, $Q(p)$ — многочлены, причем степень P меньше степени Q, и $F(p)$ имеет полюсы только 1-го порядка $p_1, p_2, \ldots, p_m$, то $F(p) \leftarrow \sum_{k=1}^{m} \frac{P(p_k)}{Q'(p_k)} e^{p_k t}$ (вторая теорема разложения). Л. п. широко применяется в дифференц. ур-ниях. В частности, в силу ф-лы для изображений производных, линейное дифференц. ур-ние n-го порядка с постоянными коэффициентами $\frac{d^n y}{dt^n} + a_1 \frac{d^{n-1} y}{dt^{n-1}} + \ldots + a_n y = \varphi(t)$ при заданных начальных условиях $y^k(0)=y_0^{(k)}$ $(k=0, 1, \ldots, n-1)$ сводится к линейному алгебраич. ур-нию относительно изображения $Y(p)$ искомой ф-ции $y(t)$. Последняя отыскивается при помощи ф-лы обращения или по таблицам оригиналов и изображений. Особая ценность этого метода состоит в том, что он охватывает случаи, когда, напр., $\varphi(t)$ выражена через импульсные ф-ции. Изображения последних определяются посредством дополнит. предельного перехода. Так, если считать δ-функцию $\delta(t)$ «пределом» при $h \to 0$ ф-ции $\delta_h(t)$, равной $1/h$ при $0<t<h$ и равной нулю при $t \leqslant 0$ и при $t \geqslant h$, то из $\delta_h(t) \leftarrow \frac{1-e^{-ph}}{ph}$ формальным предельным переходом получается соотношение $\delta(t) \leftarrow 1$. Методы Л. п. составляют предмет так наз. операционного исчисления. В следующей краткой таблице оригиналов и изображений значения $f(t)$ указаны при $t \geqslant 0$ (при $t<0$ $f(t) \equiv 0$).

Оригинал $f(t)$	Изображение $F(p)$
1	$\frac{1}{p}$
t^n (n целое > 0)	$\frac{n!}{p^{n+1}}$
t^a $(a > -1)$	$\frac{\Gamma(a+1)}{p^{a+1}}$
$e^{\lambda t}$	$\frac{1}{p-\lambda}$
$\cos \omega t$	$\frac{p}{p^2+\omega^2}$
$\sin \omega t$	$\frac{\omega}{p^2+\omega^2}$
$J_0(t)$ } (бесселевы	$(p^2+1)^{-1/2}$
$J_n(t)$ } функции)	$(\sqrt{p^2+1}-p)^n / \sqrt{p^2+1}$
$\mathrm{Ci}(t)$ (интегральный косинус)	$\frac{1}{p} \ln \frac{1}{\sqrt{p^2+1}}$
$\mathrm{Si}(t)$ (интегральный синус)	$\frac{\pi}{2p} - \frac{1}{p} \operatorname{arctg} p$

Лит.: 1) Лаврентьев М. А. и Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 2 изд., М., 1958; 2) Лурье А. И., Операционное исчисление и его приложения к задачам механики, 2 изд., М. — Л., 1950; 3) Диткин В. А. и Кузнецов П. И., Справочник по операционному исчислению. Основы теории и таблицы формул, М. — Л., 1951.

Д. А. Васильков.

ЛАПЛАСА ТЕОРЕМА — одна из простейших предельных теорем теории вероятностей. Она гласит: если m — число наступлений события, имеющего постоянную вероятность p (причем $0<p<1$) при n независимых испытаниях, то вероятность осуществления неравенства вида $np + a\sqrt{p(1-p)} < m < np + b\sqrt{p(1-p)}$ имеет предел, равный

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_a^b e^{-x^2/2}\, dx,$$

когда $n \to \infty$. Л. т. позволяет пользоваться указанными интегралами в качестве приближенных значений вероятностей неравенств $a<(m-np)/\sqrt{p(1-p)}<b$ при больших n, а сами эти интегралы вычисляются с помощью таблиц ф-ции $\Phi(x)$ (см. *Нормальное распределение*).

Лит.: Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 3 изд., М., 1961.

Д. А. Васильков.

ЛАПЛАСА УРАВНЕНИЕ — уравнение $\Delta u = 0$, где Δ — *Лапласа оператор*. Л. у. удовлетворяют, в частности, ньютоновы потенциалы (вне порождающих их масс), темп-ра стационарного теплового поля, потенциал скоростей жидкости (в области, свободной от источников), потенциал электрич. поля стационарного тока (в точках пространства, свободных от зарядов) и др. Любое решение Л. у., непрерывное в нек-рой области вместе со своими частными производными первого и второго порядка, наз. *гармонической функцией*.

Лит.: 1) Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 4, 3 изд., М., 1957; 2) Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 2 изд., М., 1953.

Д. А. Васильков.

ЛАРМОРА ПРЕЦЕССИЯ — дополнительное вращение, как целого, системы одинаковых частиц (точнее заряженных частиц с одинаковым отношением e/m, где m — масса частицы, e — ее заряд), возникающее при наложении на систему однородного постоянного достаточно слабого магнитного поля, направление к-рого и служит осью вращения системы. Согласно теореме Лармора, при наложении однородного магнитного поля H ур-ния движения системы таких частиц сохраняют свою форму, если перейти к системе координат, равномерно вращающейся с угловой частотой, называемой Лармора частотой, $\omega_L = eH/2mc$. Т. о., магнитное поле вызывает равномерную прецессию орбиты каждой заряженной частицы вокруг направления магнитного поля. Л. п. обусловлена действием *Лоренца силы* на заряженные частицы. Теорема верна, если ω_L остается малой по сравнению с собственными частотами в отсутствии поля H. Для электронов в самых сильных искусственно создаваемых полях $H<10^6$ *э*, $\omega_L<10^{13}$ *сек* $^{-1}$, тогда как частота обращения электрона даже в атоме имеет порядок $4Z^2/n^3 \cdot 10^{16}$ *сек* $^{-1}$, где Z — заряд ядра, n — главное квантовое число, вследствие этого теорема Лармора имеет очень широкую область применимости.

В результате дополнит. вращения системы заряженных частиц возникает магнитный момент системы. Поэтому Л. п. объясняется явление *диамагнетизма*, нормальное *Зеемана явление* и др. В результате Л. п. возникает также магнитное вращение плоскости поляризации.

Лит.: 1) Беккер Р., Электронная теория, пер. с нем., М.—Л., 1936; 2) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Теория поля, 3 изд., М., 1960 (Теоретич. физика, т. 2).

Г. В. Воскресенский.

ЛАТЕНСИФИКАЦИЯ — общее название методов усиления фотографич. изображения, когда дополнит. воздействие на фотографич. слой производится до проявления, но после экспонирования, т. е. в отличие от др. методов при Л., усилению подвергается *скрытое фотографическое изображение*, уже имеющееся в экспонированном слое. Наиболее распространенный вид Л. — равномерное дополнит. экспонирование слоя светом, обычно длительное и при низкой освещенности. Свет, используемый для Л., не должен содержать длинноволновой части видимой области или инфракрасную область, где имеет место *Гершеля явление*, если слой не сенсибилизирован к этим лучам. Л. эффективна по отношению к действию любого корпускулярного и электромагнитного излучения; при действии видимого света Л. после кратковрем. вы-

держки больше, чем после длительной. Для Л. применяется также выдерживание в парах ртути (гл. образом в астрофотографии), а также купание в растворе, содержащем ионы золота. Физико-химич. механизм любого вида Л. состоит в избират. отложении атомов металлов — фотолитич. серебра (при действии дополнит. засветки), золота и др. — на ранее возникших центрах скрытого изображения, что увеличивает каталитич. активность этих центров при последующем проявлении.

Лит.: 1) Миз К., Теория фотографического процесса, пер. с англ., М.—Л., 1949, гл. 6; 2) Ляликов К. С., Теория фотографических процессов, М., 1960, гл. 1.

А. Л. Картужанский.

ЛАУЭГРАММА — дифракционное изображение неподвижного монокристалла, полученное с помощью рентгеновских лучей на фотопленке, расположенной на пути пучка рентгеновских лучей за кристаллом. Впервые это изображение было получено М. Лауэ, В. Фридрихом и П. Книпингом в 1912 г. Типичная Л. приведена на рис. 1.

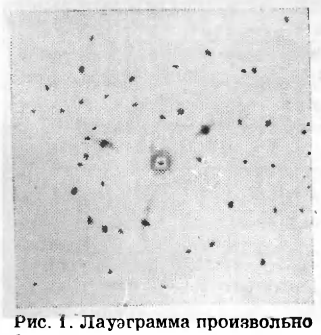


Рис. 1. Лауэграмма произвольно ориентированного монокристалла фтористого лития.

Происхождение отдельных пятен на Л. можно понять из рис. 2. На кристалл падает пучок рентгеновских лучей, ограниченный диафрагмами D_1 и D_2 (как правило, диафрагмы — отверстия круглого сечения диаметром ок. 1 *мм*). Коллимированный таким образом пучок попадает на монокристалл и «отражается» от различных кристаллографич. плоскостей (см. *Брэгга — Вульфа условие*). Семейству параллельных кристаллографич. плоскостей с межплоскостным расстоянием d будет соответствовать отдельное пятно — след пересечения отраженного пучка с пленкой, в том случае, если в падающем на кристалл пучке рентгеновских лучей имеется излучение с длиной волны λ, удовлетворяющей для данного d условию Брэгга-Вульфа $2d \sin \vartheta = n\lambda$. Здесь ϑ — угол между направлением первичного пучка рентгеновских лучей и данной кристаллографич. плоскостью, n — любое целое число. Значения углов ϑ_i и значения межплоскостных расстояний d_i для различных кристаллографических плоскостей данного кристалла — величины определенные. Следовательно, для увеличения числа отражений или, другими словами, для создания богатой дифракц. картины на пленке в падающем на кристалл первичном пучке должны содержаться различные длины волн.

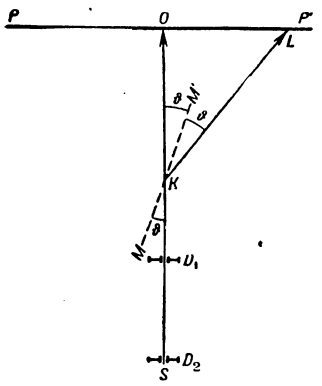


Рис. 2. Схема рентгеносъемки по методу Лауэ. O — центр рентгенограммы; K — центр монокристалла; MM' — след кристаллографической плоскости; SO — первичный пучок рентгеновских лучей; KL — «отраженный» пучок рентгеновских лучей; ϑ — угол отражения; KO — расстояние между кристаллом и фотопленкой, PP'; D_1 и D_2 — диафрагмы.

Приведенное объяснение происхождения отдельных пятен на Л. является схематическим. В действительности же происходит *дифракция рентгеновских лучей* на кристалле, поскольку атомы в кристалле расположены периодически правильно, а расстояния между ними по порядку величины соответствуют длинам волн рентгеновских лучей. Схема рис. 2 описывает результат дифракции на атомах, расположенных вдоль параллельных кристаллографич. плоскостей, удаленных друг от друга на расстояние d.

Л. можно рассматривать как специфич. проекцию кристалла, поскольку каждому семейству параллельных плоскостей будет соответствовать свое изображение — пятно, удаленное от центра Л. (следа пересечения первичного пучка с пленкой) на расстояние $OL = l = R \operatorname{tg} 2\vartheta$. Вследствие этого по Л. можно найти расположение различных кристаллографич. плоскостей в пространстве и определить положение основных кристаллографич. направлений — осей элементарной ячейки в данном кристалле. Семейство кристаллографич. плоскостей, проходящих через к.-л. направление в пространстве («зона»), дает отражения, расположенные в пространстве по поверхности конуса, осью к-рого является это направление (т. н. «ось зоны»). Т. о., на Л. семейству этих плоскостей будут соответствовать пятна, лежащие на кривой второго порядка (зональной кривой). Чем больше плоскостей принадлежит зоне и чем меньше минимальное расстояние между идентично расположенными атомами вдоль оси зоны (другими словами, чем меньше период повторяемости вдоль оси зоны), тем больше пятен располагается на соответствующей зональной кривой.

Когда направление с наименьшим периодом повторяемости, являющееся в высокосимметричных кристаллах осью симметрии n-го порядка, совмещено с направлением пучка рентгеновских лучей, пятна на Л. располагаются в соответствии с симметрией данного направления (рис. 3). По этому соответствию можно однозначно определить расположение всех кристаллографич. направлений в кристалле и, т. о., определить «ориентировку» этого кристалла относительно его внешней огранки.

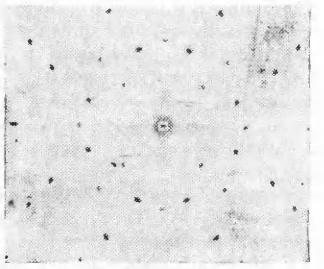


Рис 3. Лауэграмма ориентированного монокристалла фтористого лития. Луч направлен параллельно оси симметрии 4-го порядка.

Основным назначением метода Лауэ как раз и является определение ориентировки монокристаллов и, до известной степени, симметрии кристалла. Кроме того, Л. часто пользуются для определения качества монокристалла, поскольку четкость пятен на ней зависит от степени совершенства кристалла. Пятна на Л., полученной от деформированного к.-л. образом монокристалла, расширяются (см. *Астеризм*), и по распределению интенсивности в них можно определить нек-рые характеристики деформированных кристаллов. Если образец является сростком нескольких близких по ориентировке монокристаллов, то на Л. будет наблюдаться расщепление пятен; при произвольной ориентировке сросшихся кристаллов на пленке будет наблюдаться наложение изображений отдельных монокристаллов.

Лит.: 1) Laue M. von, Röntgenstrahl-Interferenzen, 3 Aufl., Frankfurt a. M., 1960, S. 152—61; 2) Жданов Г. С., Основы рентгеновского структурного анализа, М.— Л., 1940, с. 208—31; 3) Пинес Б. Я., Лекции по структурному анализу, Харьков, 1957, с. 347—55; 4) Лонсдейл К., Кристаллы и рентгеновские лучи, пер. с англ., М., 1952.

Е. В. Колонцова.

ЛЕГИРОВАНИЕ — введение различных элементов в металлы для достижения определенных физич., химич. или механич. свойств. Обычно это осуществляется путем растворения в жидком металле легирующих элементов. Л. создаются металлич. сплавы с чрезвычайно разнообразными свойствами, значительно отличающимися от свойств чистых металлов. Так, напр., прочность поликристаллического технич. железа при комнатной темп-ре не превосходит 50—70 *кг/мм*^{2}, а у железных сплавов достигает 200 *кг/мм*^{2} и более. Коэрцитивная сила чистых металлов не превышает неск. десятых *э*, а у сплавов достигает 6 000 *э* и более. Стали легируются, в частности, такими элементами, как Cr, Ni, Mn, Si, Mo, W, Cu и др. Cu легируется Zn, Sn, Be и др.; Al легируется Cu, Si, Mg и др.

Характер взаимодействия атомов различных элементов и тип межатомной связи при Л. определяются перераспределением электронов внешних уровней. От характера этого взаимодействия зависит в значит. мере кристаллич. структура и нек-рые свойства (электрические, магнитные, тепловые) образующихся фаз.

Л. приводит к изменению условий равновесия фаз, к-рые выражаются диаграммой состояния. В зависимости от соотношения атомных диаметров и электрохимич. свойств легирующих элементов и основных элементов (растворителей) образуются новые фазы — *твердые растворы*, промежуточные фазы, химич. соединения. Такие элементы, как Cr, Mo, W, Ni и др. металлы, образуют с железом твердые растворы замещения, а H, C, N и нек-рые др. металлоиды — твердые растворы внедрения. Легированная сталь, напр. хромистая, является твердым раствором замещения (Cr и Fe) и внедрения (Fe и C) одновременно.

У полиморфных металлов (Fe, Co, Ti, Zr, Mn и др.) легирующие элементы изменяют темп-ры перехода из одной модификации в другую. Это обусловлено различной растворимостью элементов в двух модификациях, находящихся в равновесии. Так, напр., Ni и Mn растворяются в значит. мере в γ-железе и расширяют т. о. область γ-фазы на диаграммах состояния Fe—Mn и Fe — Mn — C; напротив, Cr, Mo, W, U и др. элементы сужают область γ-фазы (рис. 1). Растворимость легирующих элементов обычно зависит от температуры, напр. в системах Al — Cu, Cu — Be, Al — Zn, Ni — Cr—Al. Этим пользуются для термообработки сплавов, сопровождающейся «дисперсионным твердением».

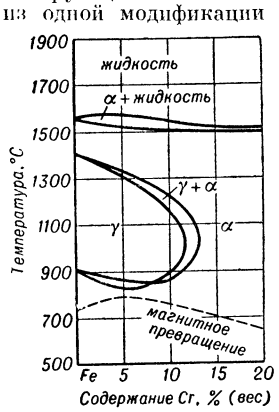


Рис. 1. Диаграмма состояния системы железо — хром.

Л. металлов и сплавов приводит к изменению свойств в результате изменения состава отдельных фаз (твердые растворы, карбиды, интерметаллиды), изменения условий равновесия, фиксации метастабильных состояний, изменения формы, размеров и распределения структурных составляющих, изменения состава и состояния границ зерен. В твердых растворах при Л. имеет место химич. взаимодействие разнородных атомов, взаимодействие атомов с несовершенствами кристаллич. решетки и образование сегрегаций. Изменение состава твердых растворов вызывает изменение физич. и механич. свойств, напр., повышение электросопротивления, упрочнение и т. д. Однофазные *сплавы* (напр., аустенитные и ферритные стали, легированные хромом и никелем) применяются как коррозионноустойчивые материалы в связи с тем, что в однородных твердых растворах не образуется гальванич. микроэлементов. Однофазными являются трансформаторная сталь (Fe плюс 3—4% Si); сплавы для нагреват. элементов (нихромы) и др.

Л. приводит к изменению термодинамики и кинетики фазовых превращений. Скорость образования центров новой фазы и скорость их роста, определяющие кинетику превращений и конечную структуру сплава, зависят, с одной стороны, от термодинамич. стимулов (отклонения от равновесия, переохлаждения, пересыщения), а с другой — от кинетич. факторов (подвижности атомов). Л. изменяет как термодинамич. стимулы превращения, так и кинетич. факторы; в связи с этим могут возникать различные

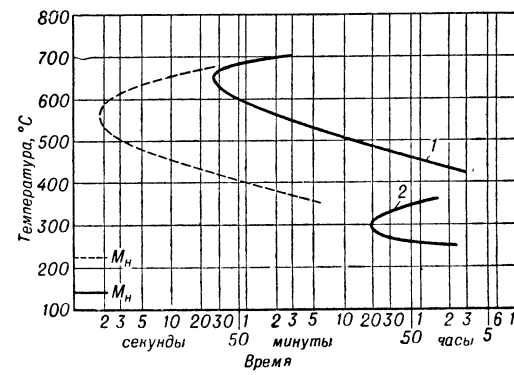


Рис. 2. Диаграмма изотермич. превращения аустенита: — — — — время превращения 5%-го аустенита стали с 0,9% C; ——— время превращения 5%-го аустенита стали с 0,9% C и 3,5% Cr (*1* — область перлитного превращения, *2* — область промежуточного превращения аустенита); $M_н$ — темп-ра начала мартенситного превращения.

метастабильные состояния с относительным при данных условиях минимумом свободной энергии. Легирующие элементы могут существенно понизить скорость распада твердых растворов, а в сталях — скорость распада аустенита (рис. 2), распада мартенсита при отпуске, коагуляции карбидов из-за понижения скорости диффузии атомов (этим широко пользуются в практике термич. обработки). Кинетика распада твердых растворов, дисперсность, форма частиц, их распределение зависят от состава выделяющейся фазы и основного твердого раствора. Усложнение и замедление диффузионных процессов путем Л. задерживает распад и обеспечивает возможность фиксации метастабильных состояний и получения высокодисперсной структуры после отпуска (старения) закаленного сплава. В результате такой обработки создается субмикронеоднородность строения сплавов. Такая структура приводит к значительному повышению прочности при высоких показателях пластичности, к значительному повышению коэрцитивной силы, повышает степень использования потенциальной прочности металлов и сплавов, определяющейся межатомным взаимодействием. В том случае, если сплавы предназначены для работы при высоких темп-рах под нагрузкой, существенной ф-цией легирующих элементов является задержка процессов коагуляции структурных составляющих, огрубления структуры, *повышение темп-ры рекристаллизации*. Введение Al в жаропрочные сплавы на основе Ni — Cr приводит, напр., к выделению интерметаллида Ni_3Al, частицы к-рого связаны с основным твердым раствором, имеют такую же кристаллич. решетку и весьма медленно коагулируют с повышением температуры. Этим в основном объясняются высокие жаропрочные свойства сплава. В быстрорежущих сталях

Л. вольфрамом приводит к повышению устойчивости мартенсита при отпуске и выделению при повышенных темп-рах дисперсных частиц специальных карбидов, что обусловливает сохранение высокой твердости и режущих свойств (вторичная твердость). В нек-рых случаях введение легирующих элементов обусловливает изменение состава и состояния границ зерен, а в связи с этим и воздействие на кинетику превращений в приграничных зонах (напр., добавки B в сталь и сплавы на основе Ni). Поскольку именно с приграничных зон чаще всего начинаются фазовые превращения, в этих случаях малые добавки существенно изменяют ход превращения.

Лит.: 1) Юм-Розери В., Атомная теория для металлургов, пер. с англ., М., 1955; 2) Бочвар А. А., Металловедение, 5 изд., М., 1956; 3) Меськин В. С., Основы легирования стали, М., 1959; 4) Энтин Р. И., Превращения аустенита в стали, М., 1960. *Р. И. Энтин.*

ЛЕГЧАЙШЕГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ОСИ (оси легчайшего намагничивания) — направления в ферромагнитном образце, вдоль к-рых при намагничивании до насыщения I_s затрачивается наименьшая энергия внешнего магнитного поля: $\min \int_0^{I_s} I_n dH$, где I_n — слагающая вектора намагниченности вдоль Л. н. о. В ферромагнитных монокристаллах Л. н. о. совпадают с главными кристаллографич. осями (напр., в железе с тетрагональными [100], в никеле с тригональными [111], в кобальте с гексагональной [0001]). Иногда в кристалле может быть целая плоскость легчайшего намагничивания [напр., в гексагональном кристалле пирротина (магнитный колчедан FeS) — плоскость базиса]. При наложении на ферромагнитный образец внешних напряжений (сжатие, растяжение) Л. н. о. в монокристалле могут измениться (в зависимости от величины и ориентации напряжений), а в поликристалле даже возникнуть вновь. В последнем случае Л. н. о. могут появиться также при наличии кристаллографич. или *магнитной текстуры*. Л. н. о. являются прямым следствием *магнитной анизотропии* ферромагнитных веществ.

Лит.: 1) Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; 2) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 3) Вонсовский С. В. и Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 4) Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме, М.—Л., 1952. *С. В. Вонсовский.*

ЛЕД — вода в твердом, кристаллич. состоянии. Прозрачен, в тонком слое бесцветен, в большой массе — голубоват. Темп-ра плавления Л. при давлении в 1 *атм* принята за 0° стоградусной шкалы темп-ры. С увеличением давления на 1 *атм* темп-ра плавления Л. вблизи тройной точки понижается на 0,0073°; примеси также понижают его темп-ру плавления. Плотность Л. при 0° равна 0,9168 *г/см*^{3}, т. е. почти на 10% меньше плотности воды при той же темп-ре.

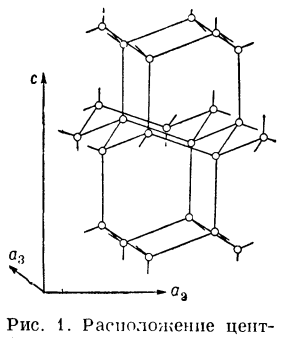


Рис. 1. Расположение центров молекул в структуре льда.

Кристаллы обыкновенного Л. относятся к гексагональной сингонии. Монокристаллы Л. внешне похожи на кристаллы горного хрусталя. В природе крупные монокристаллы льда встречаются редко. Рентгенограф. изучением структуры Л. установлено, что каждая молекула H_2O окружена только четырьмя ближайшими к ней молекулами, находящимися от нее на одинаковых расстояниях, равных 2,76 Å, и расположенными по вершинам правильного четырехгранника (рис. 1). Структура Л. обусловлена строением молекул воды. Каждая молекула связана со своими ближайшими соседями *водородными связями*. Л. кристаллизуется в гексагональном варианте тетраэдрической структуры. Связи между молекулами осуществляются во Л. двумя способами: вдоль оси *c* связи зеркальносимметричны, в др. направлениях они центросимметричны (рис. 2). В структуре льда $^3/_4$ связей центросимметричны и $^1/_4$ — зеркальносимметрична. Зеркальносимметричные связи для льда при обычных термодинамических условиях неск. прочнее центросимметричных. На их сравнительно большую прочность указывает то, что отношение c/a (где a и c — параметры решетки) для Л. меньше значения, которое имело бы место, если бы все связи были энергетически равноценны (у Л., по данным Х. Мего [5], $c/a = 1{,}6283$, идеальное значение $c/a = 1{,}6330$). В связи с низким *координационным числом* молекул воды во Л. его структура обладает большими пустотами; этим объясняется малая плотность Л. и увеличение ее при его плавлении (см. *Вода*). Пустоты в структуре Л. образуют каналы.

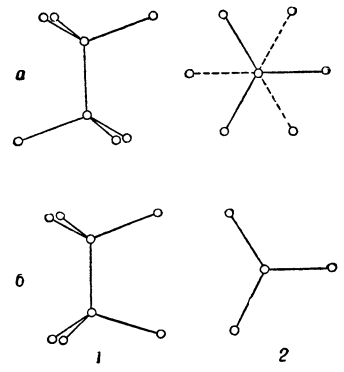


Рис. 2. Центросимметричное (*а*) и зеркальносимметричное (*б*) окружение пары молекул в структуре льда: *1* — вид сбоку; *2* — вид сверху.

Теплота плавления Л. при 0° составляет 79,4 *кал/г*, теплота сублимации 677 *кал/г*. Теплоемкость Л. в два с лишним раза меньше теплоемкости воды и составляет 0,487 *кал/г·град* (при 0°С). Электропроводность чистого (лишенного примесей) Л., так же как и электропроводность чистой воды, связана с перемещением ионов H^+ (протонов), образующихся вследствие частичной диссоциации молекул H_2O. Она весьма мала (около $4 \cdot 10^{-9}$ *ом·см*$^{-1}$ при 0°С) и близка к электропроводности чистой воды при той же темп-ре. При наличии примесей электропроводность Л. значительно больше и резко возрастает при плавлении. Л. пластичен, особенно при темп-ре, близкой к 0°С. Пластичность Л. объясняется существованием в его структуре слоев из молекул H_2O (один такой слой виден на рис. 1). Каждая молекула связана тремя связями с молекулами, принадлежащими тому же слою, и только одной связью с молекулой другого слоя. Скольжение вдоль таких слоев осуществляется сравнительно легко. Под влиянием даже небольшой постоянной нагрузки Л. течет; его пластичностью объясняется движение ледников. Упругие свойства Л. проявляет лишь при весьма кратковременных нагрузках, напр. при колебаниях, получающихся от взрыва, и т. п. Разрушение Л. наблюдается при изгибе от нагрузки ок. 15 *кг/см*^{2}, при сжатии — от нагрузки более 30 *кг/см*^{2} (указанные значения нагрузок являются средними). С понижением темп-ры прочность Л. возрастает. Диэлектрич. проницаемость Л. при темп-ре —5°С и частотах 1 *кгц*, 5 *кгц* и 60 *кгц* (по измерениям П. Смита и С. Хинчкока [4]) составляет, соответственно, 72,5; 40,2 и 3,71. С понижением темп-ры она уменьшается и при —60°С равна, соответственно, 3,50; 3,12 и 3,00.

Л. имеет ряд кристаллич. модификаций. Описанный выше обыкновенный Л. (Л. I) устойчив при невысоких давлениях. При высоких давлениях (начиная примерно с 2 000 *атм*) существуют модификации,

обозначаемые римскими цифрами II, III, V, VI. Области их существования показаны на диаграмме состояния воды (рис. 3). При более высоких давлениях (более 40 000 *атм*) существует модификация Л. VII. В области существования Л. V образуется Л. IV. Однако он неустойчив и переходит в Л. V. Модификации Л., образующиеся при высоких давлениях, обладают большей плотностью, чем Л. I. Так, при 0°плотности Л. II и Л. III равны, соответственно, 1,2 и 1,1 *г/см*^{3}, а плотность Л. IV почти в полтора раза больше, чем Л. I. Рентгенографически установлено, что в модификациях II и III каждая молекула H_2O, как и в обычном Л., имеет четыре ближайших соседа, однако связи искажены в направлении увеличения плотности структуры. В процессе конденсации паров воды при темп-ре неск. ниже —80°, вероятно, возникает кубич. модификация Л. Если конденсация происходит при темп-ре ниже —110°, образуется стеклообразный Л., но даже при —80° тепловая энергия молекул достаточна, чтобы произошел переход к более устойчивой кристаллич. структуре.

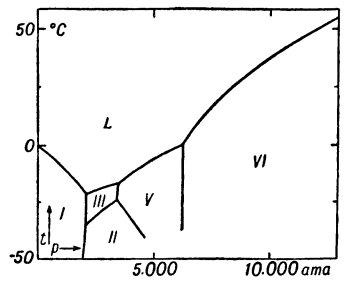


Рис. 3. Диаграмма состояния воды при высоких давлениях: *L* — область воды (жидкой).

На Земле широко распространен Л. I.

Лит.: 1) Вейнберг Б. П., Лед., М.—Л., 1940; 2) Киреев В. А., Курс физической химии, М., 1956; 3) Уэллс А. Ф., Строение неорганических веществ (Структурная неорганическая химия), пер. с англ., М., 1948; 4) Dorsey N. E., Properties of ordinary water-substance, N. Y., 1940; 5) Bjerrum N., Structure and properties of ice, «Science», 1952, v. 115, № 2989; 6) Самойлов О. Я., Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов, М., 1957, гл. 2.

О. Я. Самойлов.

ЛЕЖАНДРА МНОГОЧЛЕНЫ, сферические многочлены [по имени Лежандра (Legendre)], — специальная система многочленов, последовательно возрастающих степеней. Для $n = 0, 1, 2, \ldots$ Л. м. $P_n(x)$ могут быть определены ф-лой:

$$P_n(x) = \frac{1}{n!\,2^n}\frac{d^n}{dx^n}(x^2-1)^n;$$

в частности:

$$P_0(x)=1, \quad P_1(x)=x, \quad P_2(x)=\tfrac{1}{2}(3x^2-1),$$

$$P_3(x)=\tfrac{1}{2}(5x^2-3x), \quad P_4(x)=\tfrac{1}{8}(35x^4-30x^2+3),$$

$$P_5(x)=\tfrac{1}{8}(63x^5-70x^3+15x)$$

и т. д. Все нули многочлена $P_n(x)$ — действительные и лежат в основном промежутке $[-1, +1]$, перемежаясь с нулями многочлена $P_{n+1}(x)$. Л. м. — ортогональные многочлены с весом 1 на отрезке $[-1, +1]$; они образуют полную систему, чем обусловливается возможность разложения в ряд по Л. м. произвольной ф-ции $f(x)$, интегрируемой на отрезке $[-1, +1]$,

$$f(x) \approx \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n(x), \text{ где } a_n = \frac{2n+1}{2}\int_{-1}^{+1} f(x)\,P_n(x)\,dx.$$

Характер сходимости рядов по Л. м. примерно тот же, что и рядов Фурье.

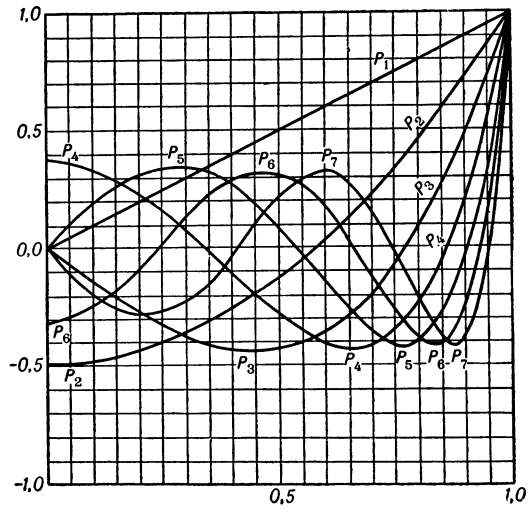
Явное выражение для Л. м.:

$$P_n(x) = \frac{1}{n!\,2^n}\sum_{k=0}^{\left[\frac{n}{2}\right]}(-1)^k\frac{(2n-2k)!}{(n-2k)!}C_n^k x^{n-2k}.$$

Производящая ф-ция:

$$g(t,x)=\frac{1}{\sqrt{1-2tx+t^2}}$$

(Л. м. — коэффициенты при n-й степени в разложении этой ф-ции по степени t).



Графики многочленов Лежандра

Рекуррентная ф-ла:

$$nP_n(x)+(n-1)P_{n-2}(x)-(2n-1)xP_{n-1}(x)=0.$$

Дифференциальное ур-ние для Л. м.

$$\frac{d}{dx}\left[(1-x^2)\frac{dP_n(x)}{dx}\right]+n(n+1)P_n(x)=0$$

возникает при разделении переменных в ур-нии Лапласа в сферич. координатах. См. также *Сферические функции.*

Лит.: 1) Янке Е., Эмде Ф., Таблицы функций с формулами и кривыми, пер. с нем., 3 изд., М., 1959; 2) Лебедев Н. Н., Специальные функции и их приложения, М., 1953.

В. И. Битюцков.

ЛЕЖАНДРА ФУНКЦИИ — см. *Сферические функции.*

ЛЕЖЕН-ДИРИХЛЕ ТЕОРЕМА — теорема, сформулированная П. Лежен-Дирихле (P. G. Lejeune-Dirichlet) и устанавливающая достаточное условие *устойчивости равновесия* консервативной механич. системы. Условие равновесия такой системы состоит в том, что для положений равновесия $d\Pi(x,y,z)=0$, где Π — потенциальная энергия системы. Согласно Л.-Д. т., если в определяемом этим условием положении потенциальная энергия имеет минимум, то равновесие является устойчивым. В частности, из Л.-Д. т. следует, что равновесие механич. системы в однородном поле тяжести будет устойчивым, когда ее центр тяжести занимает наинизшее положение.

С. М. Тарг.

ЛЕКЛАНШЕ ЭЛЕМЕНТ (марганцово-цинковый элемент) — гальванич. элемент, в котором положительным электродом служит двуокись марганца, отрицательным — цинк, электролитом — водный раствор хлористых солей. Предложен в 1865 г. Ж. Лекланше (G. Leclanché). В Л. э.

$$-\,Zn|NH_4Cl|\,MnO_2(C)\,+$$

эдс возникает за счет реакции $Zn + 2NH_4Cl + 2MnO_2 = Zn(NH_3)_2Cl_2 + H_2O + Mn_2O_3$. В современных Л. э. положительный электрод состоит из MnO_2 (полученной большей частью электролитически), графита и ацетиленовой сажи; электролитом служит ра-

створ хлористых солей аммония, Zn,Ca,Mg. Практически Л. э. выпускаются в виде т. н. сухих элементов, в к-рых к раствору электролита добавлены загустители (крахмал, мука) или поглотители (лигнин, картон, бумага). Различают стаканчиковые (рис. 1), объемом от 6 до 1 000 $см^3$, и галетные (рис. 2) — от 0,35 до 65 $см^3$ элементы. В стаканчиковых элементах имеется неиспользуемое пространство, относит. величина к-рого резко возрастает с уменьшением размера элемента. В галетных элементах лучше используется объем,

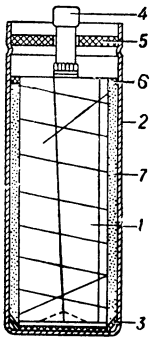


Рис. 1. Стаканчиковый элемент: *1* — положительный электрод, обернутый материалом и обвязанный нитью, *2* — отрицательный электрод (цинковый стакан), *3* — центрирующая прокладка, *4* — угольный токоотвод с металлическим колпачком, *5* — шайба, *6* — изолирующий слой, *7* — электролит (паста).

но их внутреннее сопротивление больше; поэтому галетная конструкция выгодна для малогабаритных элементов при небольших токах. Когда необходим большой расход тока (например, для фонарей) или размер элемента достаточно велик, применяют стаканчиковые элементы. Эдс Л. э. 1,5—1,7 *в*; напряжение в начале разряда 1,4—1,6 *в*, в конце — от $^1/_2$ до $^2/_3$ от начального; емкость колеблется в широких пределах (от неск. *ма · ч* до сотен *а · ч*) в зависимости от величины элемента, режима разряда и темп-ры (табл.); сохранность — от 6 месяцев (для малогабаритных элементов) до 5 и более лет (для крупных элементов спец. изготовления).

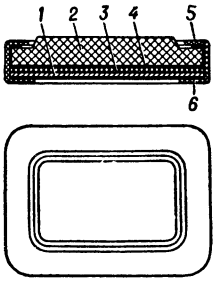


Рис. 2. Галетный элемент: *1* — отрицательный электрод (цинковая пластина), *2* — положительный электрод, *3* — диафрагма, пропитанная электролитом, *4* — бумажная обертка, *5* — хлорвиниловое кольцо, *6* — электропроводный слой.

Л. э. и составленные из них батареи широко применяются для питания радиоприемников постоянного тока, портативных фонарей, телефонов, слуховых аппаратов и др. приборов.

Электрическая емкость элементов Лекланше.

Объем элемента в $см^3$	Емкость в *а·ч*		
	анодный режим (10 *мА*)		фонарный режим (150—250 *мА*)
	стаканчиковые элементы	галетные элементы	стаканчиковые элементы *
22	1,1	2,1	0,7
15	0,5	1,3	0,25
6	0,15	0,6	0,06

* Галетные элементы не применяются.

Лит.: 1) Окатов А. П., Химические источники тока, Л.—М., 1948; 2) Морозов Г. Г. и Гантман С. А., Химические источники тока для питания средств связи, М., 1949; 3) Даниель-Бек В. С., Теория, свойства и активные материалы гальванических элементов, Л., 1940; 4) Сочеванов В. Г., Гальванические элементы, М.—Л., 1951; 5) ГОСТ 3004—54. Гальванические элементы. Методы испытаний.

Г. А. Богатин.

ЛЕНГМЮРА МАНОМЕТР — см. *Вязкостный манометр*.

ЛЕНГМЮРА НАСОС — см. *Пароструйный насос*.

ЛЕНГМЮРА УРАВНЕНИЕ — простейшее уравнение изотермы мономолекулярной *адсорбции*, выведенное в 1916 г. И. Ленгмюром (I. Langmuir). Согласно Л. у., степень заполнения поверхности адсорбента $\theta = Kp/(1 + Kp)$, а величина адсорбции $\Gamma = \Gamma_m p/(p + \alpha)$, где p — парциальное давление адсорбирующегося газа над адсорбентом, пропорциональное концентрации газа в объеме, K — константа равновесия, $\alpha = 1/K$, Γ_m — предел адсорбции, соответствующий предельному заполнению слоя ($\theta = 1$).

ЛЕНГМЮРА ФОРМУЛА — формула, выражающая плотность эмиссионного тока, ограниченного объемным зарядом в вакууме. Впервые эта формула была дана Чайльдом [1] для бесконечно протяженных плоских электродов в предположении, что начальные скорости носителей заряда (электронов) равны нулю. Для этого случая Л. ф. имеет вид

$$j = \frac{1}{9\pi}\left(\frac{2e}{M}\right)^{1/2}\frac{U^{3/2}}{d^2},$$

где U — разность потенциалов, d — расстояние между электродами, e и M — заряд и масса носителей заряда. Для бесконечно длинных коаксиальных цилиндрич. электродов, из к-рых внутренний является источником носителей заряда, Ленгмюр дал следующую формулу для тока с единицы длины цилиндра [2]:

$$i = \frac{2}{9}\left(\frac{2e}{M}\right)^{1/2}\cdot\frac{U^{3/2}}{r\beta^2}.$$

Здесь β — табулированная функция отношения r к r_0, где r и r_0 — радиусы внешнего и внутреннего цилиндров. Значения β впервые были точно вычислены Богуславским [3]. Для концентрич. сфер с радиусами r (внешняя) и r_0 (внутренняя) Л. ф. принимает вид

$$I = \frac{4}{9}\left(\frac{2e}{M}\right)^{1/2}\frac{U^{3/2}}{\rho^2},$$

где ρ — табулированная функция отношения r/r_0, а I — полный ток на сферу. В связи с общей для всех выражений Л. ф. зависимостью тока (или плотности тока) от разности потенциалов между электродами Л. ф. часто наз. «законом трех вторых». Исследование влияния начальных скоростей электронов на распределение потенциала между электродами и на вольтамперную характеристику было произведено Шоттки [4], Бурсианом [5], Ленгмюром [6]. При этом, разумеется, приходится отказываться от предположения, к-рое принимается при выводе «закона трех вторых», о том, что эмиссия носителей зарядов неограниченна. Основным результатом, к-рый получается при учете начальных скоростей, является образование между катодом и анодом минимума потенциала (при эмиссии электронов). Л. ф. играет основную роль при расчете и конструировании вакуумных электронных приборов (прежде всего электронных ламп с накаленным катодом). См. *Термоионная эмиссия*.

Лит.: 1) Child C. D., «Phys. Rev.», 1911, v. 32, № 5, p. 492; 2) Langmuir I., «Phys. Rev.», 1913, v. 2, ser. 2, p. 450; 3) Богуславский С., «Тр. Гос. экспериментального электротехнич. ин-та», 1924, вып. 3, с 18; 4) Schottky W., «Phys. Z.», 1914, Jg, 15, № 9, p. 526; 5) Бурсиан В., «Вест. рентгенологии и радиологии. Отд. физико-технический», 1919, т. 1, вып. 3; 6) Langmuir I., «Phys. rev.», 1923, v. 21, № 4, p. 419.

Л. А. Сена.

ЛЕНГМЮРА — САХА УРАВНЕНИЕ — уравнение, устанавливающее зависимость степени поверхностной ионизации α от темп-ры поверхности металла T, его работы выхода φ и потенциала ионизации U_i ионизующихся атомов. Если на единицу поверхности металла в единицу времени падает n_0 атомов пара, а n и n_+ — число нейтральных атомов и положительных ионов, испаряющихся за то же время с той же поверхности, то под степенью поверхностной иони-

зации α понимается отношение n_+/n. Л.—С. у. выражает α в следующем виде:

$$\alpha = \frac{g_+}{g_0}\left\{\exp\left[\frac{e(\varphi - U_i)}{kT}\right]\right\},$$

где g_+ и g_0 — статистич. веса ионного и атомного состояний, e — элементарный заряд, k — постоянная Больцмана. Учет отражения ионов и атомов от поверхности металла несколько видоизменяет Л.—С. у., вводя в его правую часть множитель $(1-r_+)/(1-r_0)$, где r_+ и r_0 — коэфф. отражения ионов и атомов. Л.—С. у. было выведено как статистическим и термодинамическим, так и квантовомеханич. методами (см. *Поверхностная ионизация*).

Лит.: 1) Добрецов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, М.—Л., 1952, § 24; 2) Зандберг Э. Я. и Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, «УФН», 1959, т. 67, вып. 4, с. 581. *Л. А. Сена.*

ЛЕНЦА ПРАВИЛО определяет направления электромагнитных индукционных процессов; является следствием закона сохранения энергии. В наиболее общем виде Л. п. гласит: всякий индукционный электромагнитный процесс направлен так, что стремится препятствовать действию причины, обусловившей его возникновение. Л. п. было сформулировано в 1834 г. Э. Х. Ленцем. Во многих практич. случаях удобнее пользоваться мнемоническим *Ампера правилом*, но это правило, как известно, предполагает наличие движения проводника относительно магнитного поля, а потому не может быть применено в тех случаях, когда индукция создается изменением силы тока в одном из неподвижных связанных контуров, а также для исследования явлений самоиндукции. Напротив, Л. п. приложимо во всех этих случаях.

ЛЕПТОННЫЙ ЗАРЯД — величина, характеризующая сохранение *лептонов*. Имеется существенное различие между Л. з. и электрич. зарядом. Последний не только сохраняется, но является также и константой взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем, тогда как Л. з. (аналогично *барионному заряду*) не является в этом смысле зарядом. Л. з. системы элементарных частиц можно определить как разность между числом лептонов и антилептонов в этой системе. Т. о., рождение или аннигиляция пары лептон—антилептон не меняет Л. з. системы. В наст. время не известно ни одного факта, противоречащего сохранению Л. з. Как электродинамика, так и современная теория универсального слабого взаимодействия содержат в себе этот закон сохранения. Несохранение Л. з. должно было бы привести, в частности, к такому явлению, как *двойной бета-распад*.

Лит.: 1) Зельдович Я. Б., «ДАН СССР. Новая серия», 1953, т. 91, № 6, с. 1317; 2) Konopinski E. J. and Mahmoud H. M., «Phys. Rev.», 1953, v. 92, № 4, p. 1045; 3) Marx G., «Acta phys. Acad. scient. hung.», 1953, t. 3, fasc. 1, 55. *Л. Б. Окунь.*

ЛЕПТОНЫ — элементарные частицы, не обладающие сильным взаимодействием. К Л. относятся: 1) положительный и отрицательный мюоны (прежнее название — μ-мезоны), к-рые обозначаются, соответственно, μ^+ и μ^-; 2) позитрон e^+ и электрон e^-; 3) нейтрино ν и антинейтрино $\tilde{\nu}$. Л. легче остальных элементарных частиц (кроме фотона): масса электрона 0,51 *Мэв*; масса мюона 105,7 *Мэв*, в то время как масса самого легкого из мезонов — π^0-мезона 135 *Мэв*, а масса самого легкого из барионов — протона 938 *Мэв*. Имеющиеся экспериментальные данные не противоречат гипотезе о том, что масса нейтрино равна нулю. Все Л. имеют спин, равный $^1/_2$, и являются, следовательно, фермионами, т. е. подчиняются статистике Ферми — Дирака. Не участвуя в сильных взаимодействиях, все Л. обладают слабым взаимодействием. Кроме того, электрон и мюон, обладая электрич. зарядом, взаимодействуют с электромагнитным полем.

Единственным Л., к-рый стабильно входит в состав вещества, является электрон. Позитроны в веществе, сталкиваясь с электронами, превращаются в фотоны (аннигилируют). Мюоны живут миллионные доли секунды. В основном они рождаются при распаде π- и К-мезонов; последние же образуются в природе первичными космич. частицами высокой энергии.

Нейтрино в природе возникают при β-распаде атомных ядер и при распадах элементарных частиц. Мощным источником нейтрино малых энергий являются ядерные реакторы.

Планируются эксперименты с нейтрино высоких энергий, полученными с помощью ускорителей. Эти эксперименты должны, в частности, ответить на вопрос о том, сколько различных видов нейтрино существует в природе. Дело в том, что анализ экспериментального материала, относящегося к Л., дает основание подозревать, что нейтрино, сопровождающее электрон (напр., в β-распаде), и нейтрино, сопровождающее мюон (напр., в распаде $\pi \to \mu + \nu$), различны (имеют различные квантовые числа). Подробнее см. *Нейтрино*.

Как известно, слабое взаимодействие не сохраняет четность. Вследствие этого Л., рожденные слабым взаимодействием, продольно поляризованы. В частности, если масса нейтрино строго равна нулю, то нейтрино должны быть полностью продольно поляризованы. При этом из четырех функций (компонент), описывающих в общем случае частицу со спином $^1/_2$, две компоненты равны нулю. Такие продольные нейтрино носят название двухкомпонентных.

Лит.: 1) Понтекорво Б., Электронные и мюонные нейтрино, «ЖЭТФ», 1959, т. 37, вып. 6 (12), с. 1751; 2) Окунь Л., Странные частицы, «УФН», 1959, т. 68, вып. 3, с. 449; 3) Смородинский Я., Современное состояние теории β-распада, там же, 1959, т. 67, вып. 1, с. 43. *Л. Б. Окунь.*

ЛЕРЕРА МЕТОД — метод измерения магнитной восприимчивости газов [1]. Если один участок замкнутой в кольцо трубы, наполненной газом, находится в сильном магнитном поле (между полюсами электромагнита), а темп-ра газа по одну и другую сторону от этого участка (там, где магнитное поле неоднородно) различна, то пондеромоторные силы, действующие на газ, не будут взаимно уравновешены, и в трубе установится стационарное течение газа со скоростью, пропорциональной его магнитной восприимчивости. В [2] описаны различные варианты аппаратуры, позволяющие исследовать даже химически-активные пары в области высоких темп-р.

Лит.: 1) Lehrer E., «Ann. der Physik», 1926, Bd 81, № 19, S. 229; 2) Шур Я. С., «УФН», 1938, т. 20, № 3, с. 410. *Р. И. Янус.*

ЛЕТАРГИЯ НЕЙТРОНА — в теории *замедления нейтронов* — логарифмы отношения начальной энергии нейтрона E_0 к его энергии E:

$$u = \ln(E_0/E).$$

При рассмотрении энергетич. распределения нейтронов во многих случаях в качестве аргумента функции распределения удобнее пользоваться безразмерной Л. н., чем энергией или скоростью нейтрона. Это связано, в частности, с постоянством интервала изменения Л. н. при столкновениях: при одном упругом рассеянии на ядре с массовым числом A Л. н. возрастает на величину, лежащую в пределах от нуля до $2\ln\frac{A+1}{A-1}$. Среднее изменение Л. н. при одном упругом рассеянии также постоянно (если рассеяние изотропно в системе центра масс) и равно

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A}\ln\frac{A+1}{A-1}.$$

Величину ξ наз. также средней логарифмич. потерей энергии на столкновение.

Лит. см. при ст. *Замедление нейтронов*. *Ф. Л. Шапиро.*

ЛЕТУЧЕСТЬ (фугитивность, или абсолютная активность) — применяемая в фи-

зико-химич. расчетах ф-ция давления, темп-ры и концентрации всех веществ в смеси, подстановка к-рой вместо парциальных давлений в термодинамич. ур-ния, выведенные для идеального газа, делает эти ур-ния применимыми к реальному газу. По определению, Л. реального газа p_i^* есть давление, к-рое имел бы газ при заданных значениях темп-ры и химич. потенциала, если бы его можно было считать идеальным. Соответственно Л. p_i^* определяется соотношением: $kT \ln p_i^* + \gamma_i(T) = \mu_i$. Здесь μ_i — *химический потенциал* той компоненты смеси, для к-рой определяется Л., $\gamma_i(T)$ — ф-ция темп-ры, фигурирующая в химич. потенциале данной компоненты смеси, если она представляет собой идеальный газ. Для газов, подчиняющихся *Ван-дер-Ваальса уравнению*, Л. определяется из ф-лы: $\ln p^* = \ln(p + a/V^2) + 2a/V - RTb/(V - b)$. Т. о., Л. можно рассматривать как эффективное давление реального газа. При больших давлениях (и низких темп-рах) Л. по величине сильно отличается от давления.

Если Л. определена в газообразной фазе, то тем самым она определена также и в конденсированных фазах, т. к. в состоянии равновесия химич. потенциалы (а следовательно и Л.) равны. Напр., для жидкости или твердого тела Л. равна давлению насыщенного пара (если последний можно считать идеальным газом).

Лит.: 1) Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.—Л., 1948; 2) Ландау Л., Лифшиц Е., Статистическая физика, М.—Л., 1951 (Теоретич. физика, т. 4).

В. П. Смилга.

ЛЕ ШАТЕЛЬЕ—БРАУНА ПРИНЦИП — гласит, что внешнее воздействие, выводящее систему из состояния равновесия, вызывает в этой системе процессы, стремящиеся ослабить результат этого воздействия. Установлен А. Ле Шателье (A. Le Chatelier) в 1884 г. и обоснован К. Брауном (K. Braun) в 1887 г. Ле Ш.—Б. п. выводится на основе анализа общего термодинамич. условия равновесия (максимальности *энтропии*). Исторически Ле Ш.—Б. п. был получен чисто индуктивно, причем исходным моментом послужили поиски термодинамич. аналогии закону индукции Ленца (см. *Индукция*). Значение Ле Ш.—Б. п. обусловлено тем, что на его основе, без дальнейшего конкретного анализа, можно предсказать направление, в к-ром под влиянием внешнего воздействия изменится термодинамич. процесс, протекающий в произвольной системе.

Пусть, напр., смесь реагирующих друг с другом веществ находится в состоянии химич. равновесия. Если повысить темп-ру системы, — иначе говоря, подвести нек-рое количество тепла, — то, согласно Ле Ш.—Б. п., в системе при этом стимулируются процессы, поглощающие тепло. Реагирующая смесь придет в новое состояние равновесия, причем нек-рая часть продуктов реакции прореагирует таким образом, чтобы поглотилось тепло. Следовательно, при повышении темп-ры химич. реакция протекает в том направлении, в к-ром она является эндотермической. Напр., химич. *адсорбции* газов, как правило, сопутствует выделение тепла (экзотермич. адсорбция). Соответственно при повышении темп-ры наблюдается десорбция газов («эндотермическое направление» реакции). Ле Ш. — Б. п. дает также возможность предсказать, в каком направлении сместится состояние равновесия, если изменить к.-л. другие внешние параметры, определяющие состояние системы (напр., давление, внешнее электрич. поле и т. п.).

Ле Ш. — Б. п. особенно удобен, если необходимо выяснить, в каком направлении смещается состояние равновесия сложной гетерогенной системы, состоящей из неск. фаз или многих компонентов, поскольку детальный анализ условий равновесия в таких системах может оказаться весьма затруднительным. В частности, Ле Ш. — Б. п. плодотворно используется при исследовании фазовых переходов и явлений растворимости.

Лит.: 1) Ландау Л. и Лифшиц Е., Статистическая физика, М.—Л., 1951 (Теоретич. физика, т. 4); 2) Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.—Л., 1948.

В. П. Смилга.

ЛИВНИ ШИРОКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ (широкие ливни, ливни Оже) — группы частиц с большой суммарной энергией, генетически связанные между собой и обусловленные многократными электромагнитными и ядерными взаимодействиями в атмосфере. Л. ш. а. образуются первичными ядерно-активными частицами *космических лучей* с энергией, достаточной для создания в атмосфере столь большого числа частиц, чтобы можно было регистрировать, по крайней мере две из них, с вероятностью, сравнимой с 1. Обычно эта энергия принимается равной 10^{12}—10^{13} *эв*. Таким образом, Л. ш. а. обусловлены многократным последовательным образованием электронно-ядерных ливней в атмосфере (см. *Ливни электронно-ядерные*). Регистрация ливней с очень большой энергией является редким событием. К настоящему времени зарегистрированы ливни с максимальной энергией от 10^{17} до 10^{19} *эв*. Такие ливни на уровне моря состоят из 10^7—10^8 заряженных частиц, Л. ш. а. состоят главным образом из электронов. Кроме того, в Л. ш. а. имеются нуклоны, π- и μ-мезоны. Суммарная примесь этих частиц невелика; напр., на уровне моря она составляет около 10% от числа электронов. Площадь покрытия частицами Л. ш. а. сравнительно велика; так, на высотах 3—4 *км* она составляет по крайней мере неск. *км*^{2}. Л. ш. а. являются пока единственным источником информации о взаимодействии при очень больших энергиях ($> 10^{14}$ *эв*). Исследование Л. ш. а. позволяет изучить энергетич. спектр первичных частиц в области, большей 10^{16} *эв*, и временные вариации Л. ш. а., что имеет большое значение при построении теорий о происхождении космич. лучей.

Уже сейчас в процессе исследований Л. ш. а. получен ряд ценных результатов: установлено, что пробег частиц, образующих Л. ш. а., вплоть до энергий $\sim 10^{16}$ *эв* не превышает 130—140 *г* · *см*$^{-2}$; установлено также, что при взаимодействии частиц очень большой энергии (10^{16} *эв*) угловое распределение вторичных частиц в системе центра тяжести резко анизотропно.

Лит.: 1) Добротин Н. А. [и др.], «УФН», 1953, т. 49, вып. 2, с. 186; 2) Грейзен К., в кн.: Физика космических лучей, пер. с англ., т. 3, М., 1958; 3) Galbraith W., Extensive air showers, L., 1958; 4) Труды межд. конференции по космическим лучам, т. 2, М., 1960.

И. Л. Розенталь.

ЛИВНИ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫЕ (каскадные ливни, электронно-фотонные лавины) — группы частиц, связанные общим происхождением и обусловленные многократным электромагнитным взаимодействием электронов и фотонов с атомами. Л. э.-ф. развиваются по следующей схеме: электрон (или фотон) достаточно большой энергии при столкновении с атомами вещества испускает фотон (образует пару) (см. *Тормозное излучение*, *Пар образование*), который затем порождает пару (компоненты пары испускают фотоны), снова происходит испускание тормозных фотонов и т. д. Процесс нарастания числа частиц продолжается до тех пор, пока энергетич.

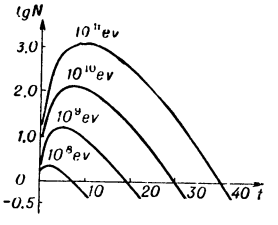


Рис. 1. Каскадные кривые в свинце для различных энергий [3]. N — полное число заряженных частиц; t — глубина, выраженная в лавинных единицах

потери на излучение превышают потери на ионизацию. В противном случае, когда превалируют ионизационные потери, интенсивность образования новых частиц уменьшается и лавина затухает. Для Л. э.-ф. характерна т. н. каскадная кривая, т. е. зависимость числа электронов в ливне от расстояния до начала его образования. При исследовании каскадных кривых расстояния удобно измерять в радиационных или лавинных единицах, к-рые определяются (приближенно) посредством соотношения

$$-\left(\frac{dE}{dl}\right)_{\text{изл}}=E,$$

где $-\left(\frac{dE}{dl}\right)$ — потери энергии на пути dl. Это определение справедливо для случая полного экранирования, т. е. для частиц очень высокой энергии. Следовательно, при прохождении одной радиационной единицы энергия электрона вследствие излучения уменьшается в e раз.

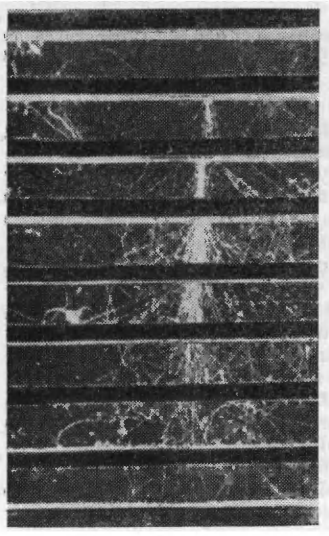


Рис. 2. Фотография электронно-фотонного ливня в камере Вильсона со свинцовыми пластинами [5].

Каскадные кривые для различных энергий первичных электронов приведены на рис. 1. На рис. 2 дана фотография Л. э.-ф., полученная с помощью камеры Вильсона.

Современные экспериментальные данные по Л. э.-ф. хорошо описываются каскадной теорией Баба—Гайтлера, Ландау и Тамма—Беленького.

Лит.: 1) Беленький С. З., Лавинные процессы в космических лучах, М.—Л., 1948; 2) Росси Б., Частицы больших энергий, пер. с англ., М., 1955; 3) Зацепин Г. Т., «ДАН СССР», 1948, т. 63, № 3, с. 243; 4) Беленький С. З. и Иваненко И. П., «УФН», 1959, т. 69, с. 591; 5) Rochester G. D. and Wilson J. G., Cloud chamber photographs of the cosmic radiation, L., 1952.

И. Л. Розенталь.

ЛИВНИ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫЕ (проникающие ливни, смешанные ливни) — состоят из ядерно-активных частиц (барионов, К- и π-мезонов) и образуются в результате их столкновений с ядрами атомов различных элементов. Принято считать, что необходимой характеристикой электронно-ядерных ливней является наличие мезонов. Этим ливни отличаются от ядерных расщеплений, в к-рых мезоны отсутствуют. Подобное различие отражает разницу в энергиях генерирующих частиц. Для образования Л.э.-я. нужна по крайней мере энергия, эквивалентная массе π-мезона. Эффективно Л. э.-я. возникают начиная с энергии частиц 1 *Бэв*.

В основном Л. э.-я. состоят из протонов и π-мезонов (заряженных и нейтральных). Примесь тяжелых мезонов и гиперонов при максимальных энергиях, когда можно идентифицировать частицы, во всяком случае меньше 20%, а при сравнительно низких энергиях (2—5 *Бэв*) $\sim$ 1%. Нейтральные π-мезоны, распадаясь на два фотона, дают начало *ливням электронно-фотонным*.

Сечение образования Л. э.-я., начиная с энергий, бо́льших 1 *Бэв*, примерно постоянно и равно приблизительно т. н. геометрич. сечению ядра $\pi\,(r_0A)^{2/3}$, где $r_0 \sim 1{,}2 - 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ *см*. Если Л. э.-я регистрируется после прохождения им достаточного слоя вещества ($\gtrsim 1$ *см*), то π^0-мезоны, распадаясь, дают начало электронно-фотонному ливню. Л. э.-я. — одно из проявлений *множественных процессов*. Образованные в воздухе Л. э.-я. большой энергии ($> 10^{12} - 10^{13}$ *эв*) наз. *ливнями широкими атмосферными*.

Л. э.-я., образующиеся в фотопластинках, иногда называют струями или звездами, в зависимости от их внешнего вида.

Лит.: 1) Добротин Н. А., Космические лучи, М., 1954; 2) Росси Б., Частицы больших энергий, пер. с англ., М., 1955; 3) Chao C. Y., «Phys. Rev.», 1959, v. 75, № 4, p. 581; 4) Труды конференции по космическим лучам, т.1, М., 1960.

И. Л. Розенталь.

ЛИЗЕГАНГА КОЛЬЦА — периодич. выпадение осадка в студнях, в результате к-рого осадок выделяется кольцами или слоями, разделенными совершенно прозрачными промежутками. Впервые описано в 1896 г. Р. Лизегангом (R. Liesegang). Л. к. наблюдаются вместо обычного сплошного осаждения при диффузии вещества (напр., $AgNO_3$) в студень, содержащий другое вещество (напр., K_2CrO_4), дающее с первым нерастворимый осадок; обусловлено отсутствием в студнях перемешивающих конвекционных токов. Этим явлением объясняется, напр., слоистая структура агата.

ЛИКВАЦИЯ — химическая (и как следствие — структурная) неоднородность сплавов в твердом соединении, возникающая при их затвердевании вследствие неполноты диффузии в жидкой и твердой среде во время кристаллизации, к-рая при практич. скоростях охлаждения идет не в полном соответствии с диаграммой фазового равновесия.

Дендритная (внутризеренная) Л. получается при образовании *твердых растворов*. При такой Л. оси дендрита (или середина сфероидального зерна), затвердевающие сначала, обогащены тугоплавкими и обеднены легкоплавкими компонентами по сравнению с междуосными пространствами (или периферич. слоями зерна). Ликвационную неоднородность твердого раствора устраняют длительным нагревом при высокой темп-ре (гомогенизация). При наличии в сплаве примесей, затрудняющих диффузию, Л. полностью не устраняется даже при очень длительной гомогенизации (напр., в стали и др. сплавах на основе технич. железа).

Карбидная Л. — неоднородное распределение карбидов в стали, легированной карбидообразующими элементами. В деформированной стали с карбидной Л. карбиды располагаются в виде строчек, вытянутых вдоль усилия деформации и находящихся приблизительно на равных расстояниях друг от друга.

Зональная Л. — химич. неоднородность в объеме всего затвердевшего металла. Она получается вследствие различного удельного веса твердой фазы (кристаллов) и жидкой фазы, из к-рой они выпадают при затвердевании. В результате кристаллы, обогащенные более тугоплавкими компонентами и выпавшие в первую очередь, займут верхнюю (или нижнюю) часть слитка, а более легкоплавкие кристаллы, выпавшие в конце затвердевания, расположатся в другой его части, нижней (или верхней) — в зависимости от соотношения удельных весов компонентов. Зональная Л. может быть и следствием того, что сначала выпавшие кристаллы пристанут к стенкам формы (изложницы), а внутренняя часть слитка будет затвердевать независимо от них. Получается слоистая структура с составом, изменяющимся от периферии слитка к его середине. Устранение зональной Л. посредством гомогенизации практически невозможно.

Б. Г. Лившиц.

ЛИКВИДУС — кривая (в двухкомпонентных системах), поверхность (в трехкомпонентных) или гипер-

поверхность (в многокомпонентных), отделяющая на *состояния диаграмме* область существования однородной жидкой фазы от остальных областей (кроме области существования газовой фазы). В процессе охлаждения точка, изображающая состояние (состав — темп-ра), перемещается так, что при пересечении ею Л. начинается кристаллизация. В случае двухкомпонентной системы концами кривой Л. являются точки плавления чистых компонентов.

ЛИМНИГРАФ (самописец уровня) — самопишущий гидрометрич. прибор непрерывной автоматич. регистрации уровня воды во времени. Л. состоит из поплавка, положение к-рого по вертикали меняется вместе с изменением уровня воды, передаточного механизма, соединяющего поплавок с вращающимся барабаном. На ленте барабана перо вычерчивает график колебания уровня воды. Для успокоения поверхности воды устраивается колодец, в к-ром помещается поплавок. Для передачи сведений на большие расстояния применяются Л. с электрич. передачей или с радиопередатчиком. Аналогичные приборы для измерения уровня воды в морях наз. мареографами.

ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ — см. *Эллиптическая поляризация.*

ЛИНЕЙНАЯ РЕГРЕССИЯ — см. *Корреляция.*

ЛИНЕЙНОЕ ПРОСТРАНСТВО — математич. понятие, обобщающее понятие n-мерного *векторного пространства* на бесконечномерный случай. Л. п. называют множество элементов любой природы, для к-рых определены операции сложения элементов и умножения элемента на число, обладающие свойствами, аналогичными свойствам сложения векторов и умножения вектора на число [см. свойства 1) — 7) этих операций в *векторном пространстве*]. Ряд понятий векторных пространств (линейная зависимость, подпространство, выпуклость и т. п.) автоматически переносится в теорию Л. п.

При изучении векторных пространств весьма важно понятие длины вектора. В Л. п. длине вектора соответствует понятие нормы элемента Л. п. Норма элемента x — неотрицательное число $\|x\|$, обращающееся в нуль лишь при $x = 0$ и обладающее свойствами $\|\lambda x\| = |\lambda|\|x\|$ и $\|x + y\| \leqslant \|x\| + \|y\|$ (неравенство треугольника). Число $\|x - y\|$ называют расстоянием между элементами x и y. Л. п., в к-ром введена норма, называют нормированным Л. п. В нормированном Л. п. вводятся понятия сферы, предельной точки множества, непрерывности функционала аналогично тому, как это делается в трехмерном пространстве.

Нормированное Л. п. называют полным, если для любой последовательности $\{x_n\}$ его элементов, удовлетворяющих условию

$$\lim_{m,\, n \to \infty} \|x_m - x_n\| = 0,$$

существует в Л. п. такой элемент x, что данная последовательность сходится к нему, т. е.

$$\lim_{n \to \infty} \|x_n - x\| = 0.$$

В функциональном анализе обычно рассматривают полные пространства. Если Л. п. неполно, то к нему можно присоединить новые элементы (пополнить его) так, что оно станет полным. Полные нормированные Л. п. называют банаховыми или B-пространствами.

Важнейшими Л. п. являются *Гильбертовы пространства.*

Лит.: 1) Шилов Г. Е., Введение в теорию линейных пространств, М.—Л., 1952 (гл. 2); 2) Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 5, М.—Л., 1947; 3) Люстерник Л. А. и Соболев В. И., Элементы функционального анализа, М.—Л., 1951.

ЛИНЕЙНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ — дифференциальные ур-ния вида:

$$y^{(n)} + p_1(x)\, y^{(n-1)} + \ldots + p_n(x)\, y = f(x), \qquad (1)$$

где $y = y(x)$ — искомая функция, $y^{(n)}, y^{(n-1)}, \ldots, y'$ — ее производные, а $p_1(x)$, $p_2(x)$, ..., $p_n(x)$ (коэффициенты) и $f(x)$ (свободный член) — заданные функции. Если $f(x) \equiv 0$, то ур-ние (1) называют однородным, в противном случае — неоднородным. Общее решение $y_0 = y_0(x)$ однородного Л. д. у. при условии непрерывности его коэффициентов $p_k(x)$ выражается формулой:

$$y_0 = C_1 y_1(x) + C_2 y_2(x) + \ldots + C_n y_n(x),$$

где C_1, C_2, ..., C_n — произвольные постоянные и $y_1(x)$, $y_2(x)$, ..., $y_n(x)$ — линейно независимые частные решения, образующие т. н. фундаментальную систему решений. Критерием линейной независимости решений служит неравенство нулю (хотя бы в одной точке) определителя Вронского (вронскиана):

$$W(x) = \begin{vmatrix} y_1(x) & y_2(x) & \ldots y_n(x) \\ y_1'(x) & y_2'(x) & \ldots y_n'(x) \\ \cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots \\ y_1^{(n-1)}(x) & y_2^{(n-1)}(x) & \ldots y_n^{(n-1)}(x) \end{vmatrix} \qquad (2)$$

Общее решение $y = y(x)$ неоднородного Л. д. у. (1) имеет вид:

$$y = y_0 + Y.$$

где $y_0 = y_0(x)$ — общее решение соответствующего однородного Л. д. у. и $Y = Y(x)$ — частное решение данного неоднородного Л. д. у. Функция $Y(x)$ может быть найдена по формуле:

$$Y(x) = \sum_{k=1}^{n} y_k(x) \int_{x_0}^{x} W_k(t)\, e^{\int_{x_0}^{x} p_1(u)\, du} f(t)\, dt,$$

где $y_k(x)$ — решения, составляющие фундаментальную систему решений однородного Л. д. у., и $W_k(x)$ — алгебраич. дополнение элемента $y_k^{(n-1)}(x)$ в определителе (2) Вронского $W(x)$.

Если коэффициенты ур-ния (1) постоянны: $p_k(x) = a_k$, $k = 1, 2, \ldots, n$, то фундаментальную систему решений находят следующим образом. Разыскиваются корни характеристич. ур-ния

$$\lambda^n + a_1 \lambda^{n-1} + \ldots + a_n = 0.$$

Далее, если корни $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_n$ различны, то фундаментальная система состоит из ф-ций

$$e^{\lambda_1 x},\ e^{\lambda_2 x}, \ldots,\ e^{\lambda_n x}.$$

Для каждой пары комплексно сопряженных корней $\alpha_k + i\beta_k$, $\alpha_k - i\beta_k$ соответствующие им комплексные частные решения могут быть заменены действительными $e^{\alpha_k x} \cos \beta_k x$, $e^{\alpha_k x} \sin \beta_k x$. Если среди корней есть кратные ($\lambda_{n_1} = \lambda_{n_2} = \ldots = \lambda_{n_k} = \lambda$), то система частных решений, соответствующих таким корням, должна иметь вид:

$$e^{\lambda x},\ xe^{\lambda x},\ x^2 e^{\lambda x}, \ldots, x^{n_k - 1} e^{\lambda x}$$

или, для комплексно сопряженных корней:

$$e^{\alpha x} \cos \beta x,\ xe^{\alpha x} \cos \beta x, \ldots,\ x^{n_k - 1} e^{\alpha x} \cos \beta x,$$
$$e^{\alpha x} \sin \beta x,\ xe^{\alpha x} \sin \beta x, \ldots,\ x^{n_k - 1} e^{\alpha x} \sin \beta x.$$

Таким образом, общее решение однородного Л. д. у. с постоянными коэффициентами имеет вид:

$$y_0 = \sum_{k=1}^{m} \sum_{s=0}^{n_k - 1} x^s e^{\alpha_k x} (C_{ks} \cos \beta_k x + D_{ks} \sin \beta_k x),$$

где $\alpha_k \pm i\beta_k = \lambda_k$ $(k = 1, 2, \ldots, m)$ — корни ур-ния (3), n_k — их кратности, C_{ks}, D_{ks} — произвольные постоянные.

Системы Л. д. у. имеют вид:

$$\frac{dy_j}{dx} = \sum_{k=1}^{n} p_{jk}(x)\, y_k + f_j(x), \quad (j = 1, 2, \ldots, n). \quad (4)$$

Общее решение однородной системы Л. д. у. [получаемой из системы (4), если все $f_j(x) \equiv 0$] дается формулами:

$$y_j = \sum_{k=1}^{n} C_k y_{jk}(x), \quad (j = 1, 2, \ldots, n),$$

где y_{j1}, y_{j2}, ..., y_{jn} — линейно независимые частные решения однородной системы [т. е. такие, что определитель $|y_{jk}(x)| \neq 0$ хотя бы в одной точке].

Лит.: 1) Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 2, 17 изд., М., 1961, т. 3, ч. 2, 6 изд., М., 1956; 2) Степанов В. В., Курс дифференциальных уравнений, 7 изд., М., 1958; 3) Камке Э., Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, пер. с нем., 2 изд., М., 1961.

ЛИНЕЙНЫЕ СИСТЕМЫ — системы, свойства к-рых не изменяются при изменении их состояния, т. е. параметры Л. с., характеризующие ее свойства (упругость, масса и коэфф. трения механич. системы, емкость, индуктивность и активное сопротивление электрич. системы), не зависят от величин, характеризующих состояние системы (от смещений и скоростей в случае механич. системы, напряжений и токов в случае электрич. системы). Параметры реальных систем всегда в той или иной степени зависят от их состояния, напр. коэфф. упругости пружины зависит от величины деформации (отклонения от закона Гука при больших деформациях), активное сопротивление проводника зависит от его темп-ры, к-рая, в свою очередь, зависит от силы протекающего по проводнику тока и т. д. Поэтому реальные системы можно рассматривать как Л. с. только в нек-рых ограниченных пределах изменений их состояния, при к-рых можно пренебречь изменениями их параметров. Для очень большого числа реальных систем эти пределы оказываются весьма широкими, поэтому большинство задач можно решать, рассматривая реальные системы как линейные. В тех случаях, когда в пределах возможных изменений состояний реальной системы уже сказываются изменения ее параметров, приходится учитывать нелинейность системы (см. *Нелинейные системы*).

Л. с. обладают свойствами, существенно упрощающими анализ происходящих в них процессов. Процессы в Л. с. описываются линейными дифференциальными ур-ниями (откуда и произошло их название, т. к. параметры системы, к-рые входят в коэфф. ур-ний, не зависят от переменных и их производных, определяющих состояние системы). Вследствие этого, во-первых, Л. с. без искажения формы воспроизводят внешние воздействия, имеющие характер гармонич. колебаний, и, во-вторых, в Л. с. справедлив *суперпозиции принцип*. Существование регулярных методов решения линейных дифференциальных ур-ний, с одной стороны, и указанные свойства Л. с., с другой, позволяют применять единый метод рассмотрения всех процессов, происходящих в Л. с., основанный на разложении периодического внешнего воздействия в ряд Фурье (а непериодического — в интеграл Фурье). Процесс в системе представляется в виде суперпозиции процессов, обусловленных отдельными членами ряда, характеризующего внешнее воздействие, и процессов, вызванных самим возникновением внешнего воздействия. Наряду с этим общим методом рассмотрения существуют и специальные методы, к-рые в нек-рых частных случаях оказываются более удобными. *С. Э. Хайкин.*

ЛИНЕЙНЫЙ ОПЕРАТОР — функция $y = F(x)$, определенная на *линейном пространстве* E, значения к-рой суть элементы линейного пространства E_1, причем выполнено условие $F(\alpha x + \beta y) = \alpha F(x) + \beta F(y)$ (линейность F). Если пространства E и E_1 нормированы и величина $\frac{\|F(x)\|}{\|x\|}$ ограничена, то Л. о. называют ограниченным, а $\sup \frac{\|F(x)\|}{\|x\|}$ — его нормой.

Важнейшими конкретными примерами Л. о. в функциональных пространствах являются дифференциальные Л. о.

$$F[x(t)] = a_0(t)\, x(t) + a_1(t) \frac{dx(t)}{dt} + \ldots + a_n(t) \frac{d^n x(t)}{dt^n}$$

и интегральные Л. о.

$$\Phi[x(t)] = \int_a^b K(t, s)\, x(s)\, ds;$$

примером Л. о. функций многих переменных может служить *Лапласа оператор*. Теория Л. о. находит большое применение в различных вопросах математич. физики и прикладной математики.

ЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ — линейный ускоритель, в к-ром для ускорения заряженных частиц используется резонанс между частотой ускоряющего переменного электрич. поля и частотой прохождения частицей одинаковых фаз пространственного распределения поля (см. *Линейный ускоритель*).

ЛИНЕЙНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ — усилитель электрич. сигналов, у к-рого величина выходного сигнала прямо пропорциональна величине сигнала на входе. В зависимости от условий работы эта линейная зависимость может сохраняться с заданной точностью в определенном интервале величин входных сигналов. В ряде случаев от Л. у. не требуется сохранение формы сигнала, напр. при усилении импульсов от различных детекторов излучений форма импульса на выходе Л. у. может сильно отличаться от исходной, требуется лишь сохранение соотношения между амплитудами усиливаемых импульсов.

ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ — ускоритель заряженных частиц, в к-ром ускоряемые частицы движутся вблизи оси прямолинейной вакуумной камеры. Л.у. образуют две обособленные группы: электростатические (или высоковольтные) ускорители и линейные резонансные ускорители. Термин Л.у. чаще применяется к последним.

Электростатический ускоритель. Электростатич. ускоритель представляет собой прямолинейную вакуумную камеру с размещенной в ней последовательностью ускоряющих электродов в виде дисков или колец. Ускоряющие электроды через высокоомный делитель соединены с источником постоянного тока высокого напряжения так, что их потенциалы возрастают по направлению от входа в ускоритель к его концу. Заряженные частицы, поступающие в камеру ускорителя из *ионного источника*, ускоряются постоянным электрич. полем в пространстве между электродами. Ускоренные частицы могут быть выведены наружу через тонкую фольгу или направлены на внутреннюю мишень ускорителя.

Источниками напряжения для электростатич. ускорителя служат высоковольтные выпрямители, *каскадные генераторы* Кокрофта — Уолтона, электро-

статич. генераторы типа *Ван-де-Граафа генератора* и *импульсные трансформаторы*. Максимальная энергия ускоренных частиц определяется их зарядом и напряжением генератора, к-рое может доходить до неск. млн. *в*. Практически чаще всего применяются электростатич. ускорители с максимальной энергией однозарядных ионов до 5 *Мэв*. Дальнейшее повышение напряжения встречает быстро возрастающие трудности, связанные с электрич. пробоем. Ток ускоренных частиц обычно составляет неск. *мка* и доходит до неск. *ма* при импульсном режиме.

Иногда для увеличения конечной энергии ионов используется явление перезарядки. В таком ускорителе (т а н д е м е) отрицательные ионы (обычно H^-, D^-) ускоряются, приближаясь к положительному высоковольтному электроду. Затем, проходя сквозь фольгу из специально подобранного материала, часть ионов теряет по два электрона, приобретая тем самым положительный заряд. Положит. ионы продолжают ускоряться, двигаясь от положительного электрода к отрицательному. Т. о., напряжение генератора используется дважды. Важным достоинством тандема является также и то, что впуск и выпуск частиц может происходить при потенциале земли. Иногда перезарядку применяют несколько раз. Для перезарядки применяются металлич. фольги, напр. из Al (а иногда и тонкие неметаллич. пленки, напр. из SiO_2) толщиной неск. *мкг/см*^{2}.

Линейный резонансный ускоритель. В резонансном Л.у. частицы (поступающие из инжектора с энергией порядка десятков или сотен *кэв*) ускоряются переменным электрич. полем, что позволяет повышать энергию частиц теоретически беспредельно. Принцип работы резонансного Л.у. легко понять на примере длинноволнового Л.у. (рис. 1). Нечетные ускоряющие трубки (1, 3, 5 ...) соединены с одним полюсом генератора переменного тока, а четные (2, 4, 6 ...) — с другим. Стрелками показано направление электрич. поля в зазорах между трубками в один момент времени. Поле внутри трубок практически равно нулю. Ускоряемая частица движется по оси трубок AB. Длины трубок подобраны так, что расстояние между соседними зазорами равно $\lambda\beta/2$, где λ — длина волны генератора, $\beta = v/c$, v — скорость частицы в данной трубке, c — скорость света. Тогда время пролета частицы между соседними зазорами составляет половину периода генератора. За это время электрич. поле как раз успевает изменить направление. Поэтому, попав в ускоряющее поле в одном зазоре, частица будет набирать энергию и во всех остальных зазорах между трубками. Конечная энергия однозарядной частицы равна nV *эв*, где n — число ускоряющих трубок, V — напряжение генератора.

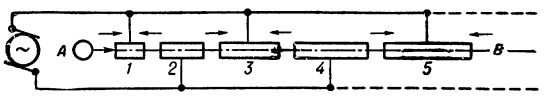


Рис. 1. Схема длинноволнового линейного ускорителя.

В современных резонансных Л.у. используется высокочастотное электрич. поле, возбуждаемое в длинном резонаторе или в *волноводе*. Конструкция ускорителя определяется, в конечном счете, скоростью ускоряемых частиц.

Для того чтобы получить на оси резонатора амплитуду напряжения U, необходимо затратить высокочастотную мощность

$$P = \frac{U^2}{2Z} = \frac{E_0^2 l}{2Z_1}, \qquad (1)$$

где Z — шунт-импеданс резонатора длиной l, а E_0 — амплитуда электрич. поля на его оси. Шунт-импеданс Z определяется геометрией резонатора и проводимостью материала его стенок σ ($\sim \sigma^{1/2}$), а также длиной волны λ. Величина $Z_1 = Z/l$ — шунт-импеданс на единицу длины — характеризует эффективность работы ускорителя. Конструкция Л.у. выбирается такой, чтобы получить максимальное Z_1. Для ускорения частиц со скоростями до $\beta = 0{,}5$ выгодно применять объемный резонатор с дрейфовыми трубками, а для ускорения частиц с $\beta > 0{,}5$ — диафрагмированный волновод. (Для ускорения электронов всегда применяются диафрагмированные волноводы, т. к. для них $\beta = 0{,}5$ достигается уже при энергии ~ 80 *кэв*).

Ток ускоренных частиц в импульсе в резонансных Л. у. составляет сотни *мка* — десятки *ма*.

Л и н е й н ы й р е з о н а н с н ы й у с к о р и т е л ь с д р е й ф о в ы м и т р у б к а м и. В резонаторе возбуждается волна электрич. типа (электрич. поле направлено по оси резонатора) с бесконечной фазовой скоростью, так что в каждый момент времени поле повсюду находится в одинаковой фазе. Для защиты ускоряемых частиц от тормозящего действия поля, когда оно направлено против движения частиц, служат металлич. дрейфовые трубки, расположенные на оси резонатора. Дрейфовые трубки изменяют конфигурацию электрич. поля: продольное электрич. поле вблизи оси концентрируется в зазорах между трубками, а внутри трубок, уже на расстоянии от краев порядка их внутреннего диаметра, поле практически равно нулю. Заряженные частицы ускоряются в зазорах и свободно дрейфуют внутри трубок. Длины трубок подбираются так, чтобы частицы пролетали зазоры в то время, когда поле в резонаторе направлено по движению частиц. Поле в таком ускорителе показано на рис. 2. Ускоритель можно рассматривать как совокупность единичных резонаторов $ABBA$, каждый из которых имеет длину $\lambda\beta$, возрастающую пропорционально скорости частиц. Для сохранения резонансной длины волны приходится менять по определенному закону другие геометрич. размеры (диаметры трубок, зазоры между ними, а для длинных ускорителей и диаметры самих резонаторов). Оптимальная длина волны для этого типа Л.у. — от 1 до 2 *м*. При этом получаются удобные размеры резонаторов и трубок дрейфа, и Л.у. сравнительно просто настраивается.

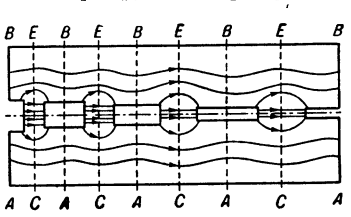


Рис. 2. Линейный резонансный ускоритель с дрейфовыми трубками (пунктирные линии показывают деление резонатора на отсеки).

При расчете Л.у. рассматривается нек-рая идеальная частица, к-рая, двигаясь по оси ускорителя, проходит все ускоряющие зазоры при одинаковой фазе поля. Такая частица наз. с и н х р о н н о й, а фаза волны ускоряющего поля в момент прохождения синхронной частицы через середину зазора — с и н х р о н н о й ф а з о й Φ_s. Чтобы продольное движение частиц было устойчивым, Φ_s, отсчитываемая от гребня волны, должна быть отрицательной. Тогда при прохождении частицей зазора поле будет возрастать и отстающая частица получит большее ускорение, чем синхронная. Благодаря механизму *автофазировки* в режим ускорения захватываются частицы с фазами Φ, лежащими в интервале

$$2\Phi_s < \Phi \leqslant -\Phi_s, \qquad (2)$$

где $\Phi_s < 0$. Неравенство (2) определяет размеры области фазовой устойчивости и фазовую протяженность сгустка заряженных частиц в начале ускорения. Все

частицы в сгустке совершают фазовые колебания около синхронной частицы. (Для ультрарелятивистских частиц фазовые колебания вырождаются, т. к. скорость частиц перестает зависеть от энергии). При пролете одного ускоряющего зазора синхронная частица приобретает энергию

$$\Delta W_n = eT_n E_0 L_n \cos \Phi_s, \qquad (3)$$

где n — порядковый номер зазора, e — заряд частицы, E_0 — амплитуда среднего электрического поля на оси, L_n — расстояние между серединами соседних трубок дрейфа, $T_n = \frac{\int E_z^0(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{L_n}\right) dz}{\int E_z^0(z)\, dz}$ — т. н. «фактор времени пролета», отражающий влияние конечных размеров зазора и канала дрейфовой трубки и характеризующий коэфф. использования напряжения между соседними трубками (E_z^0 — амплитудное значение электрич. поля на оси; интегралы берутся на отрезке между серединами соседних трубок). T_n обычно вычисляется на основании экспериментального исследования распределения поля на оси. Если пренебречь проникновением поля внутрь дрейфовых трубок, то $T_n = \sin\left(\frac{\pi g_n}{L_n}\right) \Big/ \left(\frac{\pi g_n}{L_n}\right)$, где g_n — длина ускоряющего зазора. Чем меньше относительная длина зазора g_n/L_n, тем точнее эта формула. Если $g_n/L_n \to 0$, то $T_n \to 1$. Практически g_n/L_n близко к $^1/_4$.

Линейный резонансный ускоритель с бегущей волной представляет собой волновод с размещенными в нем дисками с диафрагмами для снижения фазовой скорости волны. Его можно рассматривать как последовательность объемных резонаторов $ABCD$ (рис. 3). В таком Л. у. фазовая скорость волны совпадает со скоростью частицы, к-рая все время находится вблизи гребня волны и непрерывно ускоряется.

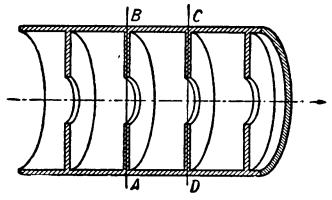


Рис. 3. Волновод, нагруженный дисковыми диафрагмами.

Электромагнитное поле, распространяющееся со скоростью βc, вблизи оси волновода имеет вид:

$$E_z = E_0 J_0(ik_1 r) \cos(k_3 z - \omega t), \qquad (4)$$

$$E_r = E_0 \frac{k_3}{ik_1} J_1(ik_1 r) \sin(k_3 z - \omega t), \qquad (5)$$

$$H_\varphi = E_0 \frac{k}{ik_1} J_1(ik_1 r) \sin(k_3 z - \omega t), \qquad (6)$$

где z, r, φ — цилиндрич. координаты, E_z и E_r — продольная и радиальная составляющие электрич. поля, H_φ — азимутальная составляющая магнитного поля, $k_3 = \frac{k}{\beta} = \frac{2\pi}{\beta\lambda}$, $k_1 = k\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}$, J_0, J_1 — ф-ции Бесселя, i — мнимая единица.

Геометрия единичного объемного резонатора и λ выбираются так, чтобы получить наибольшее аксиальное электрич. поле при данной мощности генераторов. Резонансные Л.у. с бегущей волной обычно работают в области дециметровых волн; $\lambda \sim 10$ *см* для них, по-видимому, является оптимальной. Ускоритель с бегущей волной питается с помощью высокочастотных генераторов, либо расположенных на одном конце (в коротких ускорителях), либо распределенных по всей длине (в длинных ускорителях). Со стороны, противоположной инжектору, присоединяется согласованная нагрузка, к-рая поглощает энергию бегущей волны. (Можно применять и стоячую волну, однако Л.у. со стоячей волной не имеет никаких преимуществ перед Л.у. с бегущей волной). С точки зрения расхода мощности выгодно для получения частиц данной энергии строить длинный ускоритель с малой напряженностью поля. Практически для любого резонансного Л.у. берется такая мощность генераторов, к-рая может обеспечить максимальную амплитуду поля при устойчивой работе ускорителя. Амплитуда поля ограничивается пробоем или автоэлектронной эмиссией и может обеспечить прирост энергии частиц 10—15 *Мэв* на 1 *м*. Предельная величина прироста энергии сильно зависит от обработки поверхностей и от вакуума в камере.

Для получения больших импульсов ионного тока применяются индукционные линейные ускорители или «линейные бетатроны». Вдоль оси такого Л.у. устанавливаются ферромагнитные кольца с тороидальной обмоткой. При резком изменении тока в обмотках сильно меняется магнитный поток в кольцах, и на оси Л.у. возникает вихревое электрич. поле, пропорциональное скорости изменения магнитного потока. Продольная компонента этого поля используется для ускорения частиц. Ускоритель работает на коротких импульсах порядка 0,1 *мксек*.

Новое направление в развитии резонансных Л.у. связано с явлением *сверхпроводимости*. Внутренняя поверхность резонатора и все детали, расположенные внутри него, покрываются металлами или сплавами, электрич. сопротивление к-рых падает практически до нуля при темп-рах, близких к абс. нулю. Резонатор охлаждается жидким гелием. В таком Л.у. высокочастотные потери на стенках резонатора почти отсутствуют (шунт-импеданс $Z_1 \to \infty$), и вся мощность генератора расходуется на ускорение частиц, что приводит к сильному снижению мощности генераторов. Сверхпроводящий Л.у. может работать только в непрерывном режиме, т. к. возрастающая в огромное число раз *добротность* резонатора приводит к очень большому времени установления колебаний и, следовательно, к невозможности работы в импульсном режиме.

Фокусировка пучка в линейном ускорителе. В электростатич. ускорителях поперечная устойчивость пучка обеспечивается электростатической фокусировкой (фокусировкой по скорости). На рис. 4 показано электрич. поле между двумя электродами (трубками). В первой половине зазора радиальная компонента поля направлена к оси, а во второй — от оси. Частица, двигаясь через зазор с ускорением, в среднем испытывает силу, направленную к оси, т. к. вторую (дефокусирующую) половину зазора пролетает за меньшее время, чем первую. Эффект электростатич. фокусировки сильно уменьшается с увеличением энергии ускоряемых частиц и вовсе исчезает для релятивистских частиц.

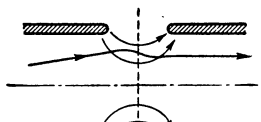


Рис. 4. Электростатическая фокусировка.

В резонансном Л. у. на радиальное движение частиц действует не столько изменение скорости частицы, сколько зависимость ускоряющего поля от времени. Для резонансного ускорения частиц необходима продольная устойчивость, к-рая обеспечивается автофазировкой, если ускоряемая частица проходит ускоряющий зазор в момент нарастания поля (в ускорителе с бегущей волной частица должна двигаться перед гребнем волны). При этом частица проходит дефокусирующую часть зазора в более сильном поле.

Радиальное движение частицы в Л. у. описывается ур-нием:

$$m\ddot{r} = eE_r . \qquad (7)$$

Вблизи оси резонатора

$$E_r \approx -\frac{r}{2}\frac{\partial E_z}{\partial z}, \qquad (8)$$

и из ур-ния (7) получается след. упрощенная ф-ла (при малом отношении g/L) для радиального отклонения частицы:

$$\frac{\Delta r'}{r_0} \approx -\frac{e}{m^3\beta^2c^2} E_0 \sin\left(\frac{\pi g}{\lambda\beta}\right) \sin\Phi_s . \qquad (9)$$

Здесь m и e — масса и заряд частицы, E_0 — амплитуда электрич. поля на оси, $\ddot{r}$ — радиальное ускорение частицы, r_0 — радиальное смещение частицы в середине зазора, $\Delta r'$ — приращение угла наклона траектории частицы к оси ускорителя после прохождения ускоряющего зазора. Т. о., для радиальной устойчивости пучка фаза Φ_s должна быть положительной. Но при $\Phi_s > 0$ неустойчиво продольное движение [см. формулу (2)].

Чтобы избежать радиальной неустойчивости пучка в резонансном Л. у., применяют спец. средства фокусировки. а) Фокусировка с помощью тонких металлич. фольг или сеток, закрывающих вход в дрейфовую трубку (см. рис. 5), обеспечивает одновременно и продольную и поперечную устойчивость в области фаз шириной $\approx\pi/4$. Однако столкновения с сетками или фольгами приводят к значительным потерям частиц. б) Фокусировка продольным магнитным полем характеризуется оптич. силой $1/f = eH/2\pi mc^2\beta$ (mc^2 — полная энергия частицы, H — напряженность магнитного поля) и может быть эффективной для первых ступеней электронных резонансных Л. у. Практически при достаточно большой энергии инжекции в электронном ускорителе можно обойтись без фокусировки. При этом должна быть строго выдержана фаза ускоряющего поля, что влечет за собой жесткие требования к точности изготовления резонатора. При длине в неск. десятков $м$ необходима относительная точность порядка $(1—2)\cdot 10^{-5}$ для того, чтобы ускорение происходило точно на гребне волны, где отсутствует радиальная дефокусировка. Продольное расплывание сгустка электронов происходит чрезвычайно медленно из-за слабой зависимости скорости частиц от их энергии. Как видно из выражения для оптич. силы, эффективность фокусировки продольным магнитным полем для тяжелых частиц на несколько порядков меньше, чем для электронов. Для тяжелых частиц этот тип фокусировки требует огромной мощности на создание магнитного поля. в) Фокусировка поперечным магнитным полем широко применяется в современных резонансных Л. у. тяжелых частиц (см. *Ускоритель с жесткой фокусировкой*). Магнитные квадрупольные линзы (рис. 6) помещаются внутри дрейфовых трубок. Каждая линза является фокусирующей для одного направления и дефокусирующей для перпендикулярного направления. Фокусирующие и дефокусирующие в данном направлении линзы, расположенные в определенной последовательности, в общем создают эффект фокусировки в обоих направлениях. Жесткость фокусировки определяется периодичностью в расположении линз и величиной градиента магнитного поля. Применяются магнитные линзы с градиентами порядка неск. тысяч *э/см*. Следствием большого градиента магнитного поля в линзах является жесткий допуск на совпадение магнитных осей линз с осью ускорителя; напр., для Л. у. длиной в 10 *м* допуск на поперечную установку линз $\leqslant 0{,}1$ *мм*. Это связано с тем, что магнитное поле на оси ускорителя, возникающее из-за случайного поперечного отклонения линз, вызывает раскачку вынужденных колебаний частиц, пропорциональную квадратному корню из числа линз [4].

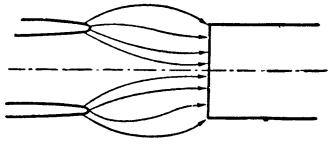


Рис. 5. Распределение электрического поля в пространстве между дрейфовыми трубками при наличии сетки или фольги.

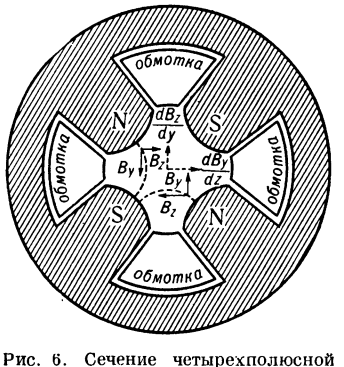


Рис. 6. Сечение четырехполюсной линзы (B — магнитная индукция).

Несмотря на отдельные недостатки, для каждого метода фокусировки существует область применения, в к-рой он эффективен. В нек-рых случаях возможна работа ускорителя в неустойчивом режиме без фокусировки. Это относится к коротким Л. у., в к-рых за время ускорения пучок не успевает разойтись.

Банчеровка (группирование) пучка. Для увеличения числа частиц, захваченных в режим ускорения, применяется т. н. б а н ч е р. Непрерывный пучок частиц, выходящий из ионного источника, группируется в банчере на отдельные сгустки, продольные размеры к-рых не превышают продольных размеров области устойчивости ускорителя. Банчер представляет собой короткий объемный резонатор, работающий на той же частоте, что и ускоритель. Фаза колебаний подобрана так, что синхронная частица пролетает банчер в момент, когда поле в нем равно нулю; частицы, отставшие или опередившие синхронную, попадают соответственно в ускоряющее или замедляющее поле. После банчера частицы пролетают нек-рую длину свободного дрейфа, к-рая подбирается т. о., чтобы при входе в Л. у. частицы сгруппировались благодаря разнице в скоростях, приобретенной в банчере. Применение банчера позволяет увеличить ток ускоряемых частиц в 2—3 раза.

Преимущество резонансных Л. у. по сравнению с циклич. ускорителями состоит в простоте впуска и выпуска частиц, в практически полном отсутствии излучения электронов и в больших плотностях тока. Как показывает практика, происходит параллельное развитие тех и других ускорителей с перевесом в сторону циклических. Протонный резонансный Л. у., по-видимому, не может конкурировать с протонным синхротроном с жесткой фокусировкой на десятки и сотни *Бэв*. И наоборот, электронный циклический ускоритель на такие энергии не может конкурировать с линейным. Резонансные Л. у. на десятки и сотни *Мэв* являются незаменимыми в качестве инжекторов для гигантских кольцевых ускорителей.

Лит.: 1) Гринберг А. П., Методы ускорения заряженных частиц, М.—Л., 1950; 2) Слетер Д. К., Конструкция линейных ускорителей, пер. с англ., «УФН», 1949, т. 37, вып. 3—4; 3) Альварец Л. [и др.], Берклеевский протонный линейный ускоритель, пер. с англ., «Пробл. соврем. физ. Сб. перев. и обз. ин. период. лит.», 1956, вып. 4; 4) Смит Л. и Глюкстерн Р., Фокусировка в линейном ионном ускорителе, там же; 5) Гинцтон Е. Л., Хансен В. В., Кеннеди В. Р., там же, 1952, вып. 2; 6) Smith L., Linear accelerators, в кн.: Handbuch der Physik, Bd 44, B. — [u. a.], 1959.

Е. К. Тарасов.

ЛИНЕЙНЫЙ ФУНКЦИОНАЛ — обобщение понятия линейной формы для линейных нормированных пространств (см. *Линейное пространство*). Л и н е й н ы м ф у н к ц и о н а л о м f в линейном нормированном пространстве E называют ф-цию $f(x)$, определенную для всех x из E и обладающую следующими свойствами:

1) $f(x)$ линейна, т. е.

$$f(\alpha x+\beta y)=\alpha f(x)+\beta f(y),$$

где x и y — любые элементы из E, α и β — числа;

2) $f(x)$ непрерывна.

Непрерывность f равносильна требованию, чтобы $\frac{|f(x)|}{|x|}$ было ограничено в E; $\sup\limits_{x\in E}\frac{|f(x)|}{|x|}$ называют нормой f и обозначают $\|f\|$.

В пространстве $C[a, b]$ функций $\alpha(t)$, непрерывных при $a\leqslant t\leqslant b$ с нормой $\|\alpha(t)\|=\max\limits_{a\leqslant t\leqslant b}|\alpha(t)|$, Л. ф. являются, напр., выражения:

$$f_1[\alpha(t)]=\int_a^b \alpha(t)\,dt,\quad f_2[\alpha(t)]=\alpha(t_0),\quad a\leqslant t_0\leqslant b.$$

В гильбертовом пространстве H Л. ф. суть скалярные произведения (l, x), где l — любой фиксированный элемент пространства H; ими исчерпываются все Л. ф. этого пространства.

Совокупность всех Л. ф. данного пространства E превращается в линейное нормированное пространство $\overline{E}$, если определить естественным образом сложение Л. ф. и умножение их на числа. Пространство $\overline{E}$ называют сопряженным к E; это пространство играет большую роль при изучении E.

ЛИНЕЙЧАТЫЕ СПЕКТРЫ — спектры, состоящие из отдельных спектральных линий; типичны для свободных атомов.

ЛИНЗОВАЯ АНТЕННА (радиолинза) — антенна, в к-рой преобразование сферич. (или цилиндрического) фронта волны в плоский (или обратно) производится с помощью сред, в к-рых электромагнитные волны распространяются с фазовой скоростью, отличной от скорости света (коэфф. преломления $n\neq 1$). Л. а. состоит из линзы и первичного облучателя (вибратор, открытый конец волновода, рупор), расположенного в ее фокусе F (рис. 1, *а*, *б*). Преломление электромагнитных волн на границах линзы подчиняется закону Снеля.

Л. а. применяются для создания остронаправленных антенных систем и *антенн* с качанием луча для дециметровых и сантиметровых волн. Размеры Л. а. определяются шириной диаграмм направленности и бывают от неск. *дм* до неск. *м*. Качание диаграммы в Л. а. осуществляется перемещением облучателя из фокуса в направлении, перпендикулярном оптич. оси (*FO* на рис. 1).

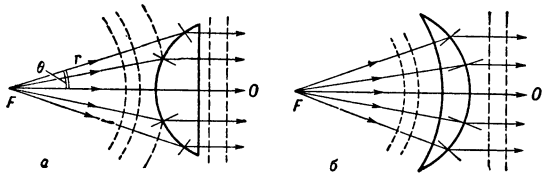


Рис. 1. Однопреломляющие линзы ($n>1$); а) преломление происходит только на внутренней поверхности; б) преломление происходит только на внешней поверхности.

В отличие от оптич. линз, где преломляющей средой служит замедляющий диэлектрик, в Л. а. применяются как замедляющие среды с $n>1$ (фазовая скорость волны меньше скорости света c), так и ускоряющие — с $n<1$. Существуют также линзы с переменным коэфф. преломления.

Диэлектрические замедляющие линзы изготовляются из т. н. радиопрозрачных материалов, у к-рых потери энергии в диапазоне радиоволн малы (полиэтилен, полистирол, тефлон, стеатит). Они полностью аналогичны оптич. линзам и весьма широкополосны, т. к. в диапазоне радиоволн n не зависит от частоты; их недостатки — большой вес и сравнительно низкий кпд, обусловленный поглощением в диэлектрике, особенно в коротковолновой части сантиметрового диапазона. Применяются также линзы из диэлектрика, в к-ром вырезаны малые (по сравнению с длиной волны) полости сферической, цилиндрической или др. формы, благодаря чему эквивалентный коэфф. преломления среды уменьшается по сравнению со сплошным диэлектриком. Варьируя размеры полостей (либо число их в единице объема), можно плавно изменять коэфф. преломления среды и строить линзы с переменным n.

Металлопластинчатые и волноводные ускоряющие линзы состоят из набора отрезков прямоугольных волноводов или параллельных металлич. пластин, края к-рых обрезаны по определенному профилю. Волна, электрич. вектор к-рой параллелен плоскости пластин (или боковым стенкам волновода с волной типа H_{10}), распространяется между пластинами или в волноводе с фазовой скоростью $v_\Phi>c$. Коэфф. преломления такой среды: $n=c/v=\sqrt{1-(\lambda/2a)^2}<1$ при $a<\lambda<2a$, где λ — длина волны в воздухе, a — расстояние между пластинами. На рис. 2 показано два типа металлопластинчатых линз, формирующих диаграмму направленности Л. а. в E- и H-плоскостях. В обоих случаях

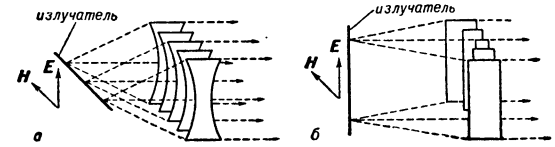


Рис. 2. Цилиндрические металлопластинчатые линзы: а) E-плоскостная; б) H-плоскостная.

плоскости пластин параллельны E; у H-плоскостных линз нужный профиль линзы (эллипс) получается изменением ширины пластин, причем все пластины прямоугольной формы; у E-плоскостных линз профиль линзы определяется профилем кромок пластин. В волноводных и H-плоскостных металлопластинчатых линзах направление распространения энергии (направление луча) задается металлич. пластинами и не подчиняется закону Снеля. Изменение n в случае металлопластинчатых Л. а. осуществляется изменением a. Волноводные линзы применяются гл. обр. на сантиметровых волнах; они обладают сравнительно большой дисперсией и поэтому работают в узком диапазоне частот.

Линзы из искусственного диэлектрика могут быть как ускоряющими, так и замедляющими. Типичным замедляющим искусственным диэлектриком является трехмерная периодич. структура металлич. элементов (шариков, цилиндров, дисков или лент), расположенных по узлам пространственной решетки, имитирующей молекулярное строение диэлектрика. Линейные размеры этих элементов малы по сравнению с λ. Пространство между элементами заполняется диэлектриком (наполнителем), служащим для их механич. закрепления. Под влиянием внешнего электромагнитного поля эти элементы поляризуются, что приводит к появлению у них дипольного момента и созданию вторичных полей. Если размер металлич. частиц в направлении E меньше $\lambda/2$, то вторичное поле и, следовательно, суммарное поле получаются запаздывающими. Соответственно фазовая скорость в среде уменьшается и $n=c/v_\Phi>1$. При изменении размеров частиц характер их взаимного влияния меняется, и в нек-рых интервалах частот вторичное поле получается опережающим, соответственно получается $n<1$. Такие среды обладают

малой дисперсией, малыми потерями и удобны для изготовления линз с переменным n. На рис. 3 показана замедляющая линза из металлич. полос, применяемая в дециметровом диапазоне. Присутствие наполнителя (пенистый полистирол) увеличивает потери на 10—15%. Вместо плоских лент часто пользуются цилиндрич. стержнями, параллельными E. У такого металлодиэлектрика $n < 1$. Применяются также линзы из набора перфорированных металлич. пластин, параллельных E. В соответствии с *двойственности принципом* пластина с круглыми отверстиями является аналогом плоской решетки из металлич. дисков. Такой металлодиэлектрик обладает ускоряющими свойствами, если диаметр отверстия мал по сравнению с λ. Меняя диаметр отверстий, изменяют n.

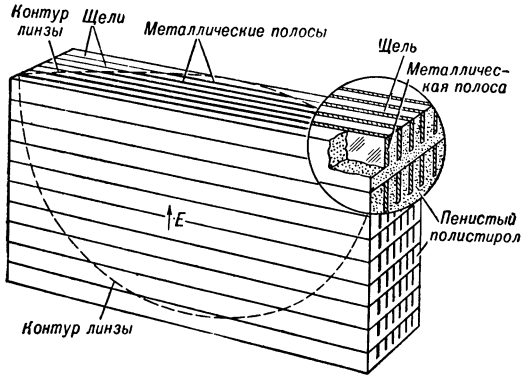


Рис. 3. Замедляющая линза из искусственного диэлектрика.

Цилиндрич. линзы в виде плоского волновода с неоднородностями, периодически расположенными на его стенках, а также линзы с использованием поверхностных волн, распространяющихся над периодич. структурами, эквивалентны трехмерной решетке металлич. элементов, причем размеры элементов в направлении E близки к $\lambda/4$ или $\lambda/2$. Эти линзы могут быть как ускоряющими, так и замедляющими.

Металловоздушные линзы — две параллельные изогнутые металлич. поверхности, между к-рыми распространяется электромагнитная волна (чаще всего *ТЕМ*, см. *Волновод*). В такой системе энергия распространяется, согласно принципу Ферма, вдоль геодезич. линий фиктивной средней поверхности, параллельной металлич. поверхностям. Изгиб поверхностей выбирается таким, чтобы расходящийся из фокуса пучок геодезич. линий преобразовался бы на выходе линзы в параллельный. Т. к. распространение происходит по криволинейным траекториям, то эти линзы эквивалентны плоским линзам с переменным n. Простейший тип металловоздушной линзы показан на рис. 4, где она служит для выравнивания фронта волны в раскрыве рупора. Металловоздушные линзы просты по конструкции; их кпд высок ($\approx 90\%$), так как потери в них обусловлены только затуханием в металлич. поверхностях, а отражение при плавных изгибах практически отсутствует. Они применяются на дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волнах.

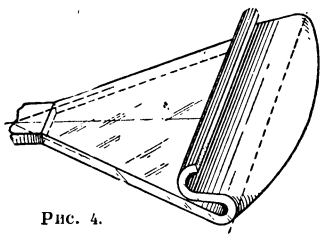


Рис. 4.

Расчет радиолинз осуществляется методами геометрич. оптики из условия равенства оптич. длин любых лучей, выходящих из фокуса, до плоского излучающего отверстия (или изменения этих длин по определенному закону в случае диаграмм направленности спец. формы). В случае сред с постоянным n расчет сводится к определению профиля линзы, а в случае сред с переменным n необходимо также определить закон изменения n. Простые фокусирующие линзы, служащие для создания диаграмм направленности с максимумом в направлении оси линзы, делают из сред с постоянным n и с одной преломляющей поверхностью. Ур-ние профиля такой линзы в координатах r, θ (рис. 1, a): $r = (1-n)\,f/(1 - n\cos\theta)$. Если преломление происходит на внутреннем профиле линзы, то в случае замедляющих сред ($n > 1$) это — ур-ние гиперболоида вращения, а в случае ускоряющих ($n < 1$) — эллипсоида вращения. Начало координат в обоих случаях выбрано в дальнем фокусе.

Л. а. с качанием луча в широком секторе должны удовлетворять не только условиям фокусировки, но и условиям, обеспечивающим отсутствие искажений диаграммы направленности при качании. Однопреломляющие линзы для этих целей непригодны, т. к. в них при смещении источника с оптич. оси возникают искажения диаграммы (возрастание боковых лепестков, несимметрия главного и боковых лепестков и уменьшение кпд). Для устранения этих искажений необходимо иметь систему линз, аналогичную оптическим широкоугольным объективам—*апланатам* и *анастигматам*. Простейшей цилиндрич. линзой, удовлетворяющей этим требованиям, является двупреломляющая апланатич. линза из диэлектрика с постоянным n. Кроме условий фокусировки, она должна удовлетворять т. н. условию синусов Аббе: падающие и преломленные лучи должны пересекаться на окружности с центром в фокусе (см. *Синусов закон*). Строгий расчет такой линзы сложен; для металлопластинчатых и волноводных линз он неск. упрощается, т. к. направление лучей в этих линзах задано, а требованию неискаженного качания луча можно удовлетворить не только подбором профиля линзы, но и изменением n. Диэлектрические и волноводные апланатич. линзы позволяют качать луч в пределах 20—30 диаграмм направленности. Расчет линз с переменным n сводится (за исключением волноводных линз) обычно к решению интегрального ур-ния для луча с неизвестной функцией $n(x, y)$. В ряде случаев оно может быть приведено к ур-нию Абеля.

Наиболее распространенным типом Л. а. с переменным n является линза Люнеберга, представляющая собой сферу или цилиндр радиуса a, в к-рой коэфф. преломления меняется по закону: $n = \sqrt{2 - (r/a)^2}$, где r — текущий радиус. Эта линза обладает осевой симметрией и позволяет качать луч в угле 360°. Она изготовляется из искусственных диэлектриков или из однородного диэлектрика, заключенного между двумя металлич. пластинами с переменным расстоянием между ними (рис. 5), за счет к-рого и осуществляется требуемый закон изменения n. В последнем случае вектор E должен быть параллелен пластинам.

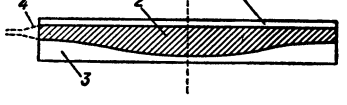


Рис. 5. Сечение цилиндрической линзы Люнеберга; *1*, *3* — верхняя и нижняя металлические пластины; *2* — диэлектрик; *4* — облучающий рупор.

Расчет металловоздушных линз сводится также к решению интегральных ур-ний геодезич. линий. Эти ур-ния решены лишь для отдельных частных случаев. Иногда применяется линза Рейнхарта — металловоздушный аналог линзы Люнеберга и линза R—2R [1].

Для уменьшения толщины линзы и ослабления допусков при ее изготовлении применяется зонирова-

ние линз, к-рое заключается в ступенчатом изменении толщины линзы (рис. 6). Глубина каждой ступени выбирается так, чтобы равенство оптич. длин лучей на разных зонах соблюдалось с точностью до целого числа λ. На границе зон толщина линзы может быть уменьшена на $\lambda/(m-1)$. Недостатком зонированных линз является появление затененных участков на их поверхности. В линзах с переменным n применяется зонирование по n, основанное на том же принципе; это также увеличивает диапазонность линз. Для уменьшения отражений от поверхности линз применяется покрытие их различными четвертьволновыми (согласующими) слоями (просветление линз,

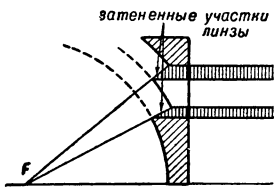


Рис. 6. Зонирование профиля однопреломляющей ускоряющей линзы.

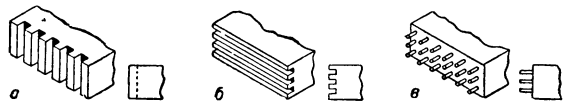


Рис. 7. Различные виды просветляющих слоев: а) вертикальные прорези; б) горизонтальные прорези; в) круглые стержни.

рис. 7). В антеннах с качанием луча зонирование линз (кроме зонирования по n) и их просветление не применяются, т. к. это дает положит. эффект только при одном положении облучателя.

Лит.: 1) Фельд Я. Н., Бененсон Л. С., Антенно-фидерные устройства, ч. 2, М., 1959; 2) Айзенберг Г. З., Антенны ультракоротких волн, ч. 1, М., 1957; 3) Фрадин А. З., Антенны сверхвысоких частот, М., 1957.

И. Б. Абрамов.

ЛИНЗЫ — тела из прозрачного материала, ограниченные двумя сферическими или другой формы поверхностями. Обычно обе поверхности обладают общей осью симметрии, но иногда бывают линзы с двумя плоскостями симметрии (цилиндрические, торические). Наиболее распространены Л. со сферич. поверхностями, т. к. их изготовление наиболее легко и точно.

Материалом для Л. служит оптич. или органич. (для массовых и малоответственных деталей) стекло. Для ультрафиолетовой области спектра применяют флюорит, фтористый литий, кварц и др.; для инфракрасной — особые сорта стекол, кремний, германий, фтористый литий, флюорит, бромисто-иодистый таллий, сапфир и др. кристаллы.

Л.— основной элемент оптич. систем. Оптич. свойства Л. определяются радиусами кривизны r_1 и r_2 поверхностей в случае, если эти поверхности сферические (рис. 1); в общем случае — всеми величинами, полностью определяющими форму поверхностей, напр. параметром и эксцентриситетом для поверхностей второго порядка; толщиной d (расстоянием O_1O_2 между вершинами обеих поверхностей) и показателем преломления n для той длины волны, для к-рой ведется расчет. Если Л. действует в широком диапазоне длин волн, то необходимо знать ряд значений показателя преломления в рассматриваемой области спектра.

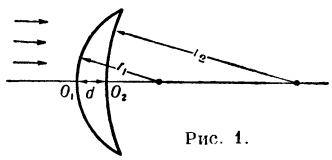


Рис. 1.

Основная характеристика Л. — ее оптич. сила Φ, выражаемая в диоптриях, — обратна величине фокусного расстояния f' и определяется по ф-ле:

$$\Phi = \frac{1}{f'} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \frac{(n-1)^2 d}{n r_1 r_2}, \quad (1)$$

где r_1 и r_2 считаются положительными (рис. 1), когда центр расположен от вершины в сторону распространения света. Если $f' > 0$, Л. наз. собирающей или положительной; если $f' < 0$ — рассеивающей или отрицательной. Если $1/f' = 0$, то Л. наз. афокальной и представляет собой *телескопическую систему*. Ф-ла (1) имеет смысл только при малых углах между лучами и оптич. осью (в т. н. параксиальной области). Это вытекает из того, что фокусное расстояние оптич. системы, по определению, есть предел, к к-рому стремится отношение h/u' при $u' \to 0$ (рис. 2); h — расстояние между осью OO_1 и параллельным ей лучом AB, u' — угол луча с осью после преломления через Л. Собирающие линзы дают действительные изображения всех действительных объектов, находящихся в пределах от бесконечности (с левой стороны) до переднего фокуса F (рис. 2) и всех мнимых объектов, находящихся правее Л., причем предполагается, что свет распространяется слева направо. Изображение действительных объектов в рассеивающей Л. всегда прямое, мнимое, уменьшенное и расположено между передним фокусом и Л.

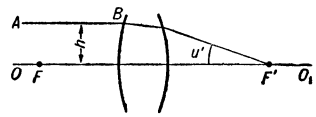


Рис. 2.

Если толщина Л. мала, знак оптич. силы совпадает со знаком разности кривизн $1/r_1 - 1/r_2$. При этом в собирающих Л. толщина на краю меньше, чем на оси, у рассеивающих — наоборот. В афокальных Л. радиусы кривизны поверхностей близки друг другу и Л. имеют вид менисков. Афокальные Л. в параксиальной области не собирают и не рассеивают лучей; однако они создают аберрации в ходе реальных лучей и применяются в качестве компенсаторов аберраций.

Отклонение луча от первоначального направления, вызываемое Л., равно произведению $h\Phi$, где h — высота, на к-рой луч пересекает главные плоскости Л. Если $\Phi > 0$, луч отклоняется ближе к оси; если $\Phi < 0$, луч удаляется от оси. При одной и той же оптич. силе Φ и том же материале форма Л. может быть различна. На рис. 3 показано несколько Л. одинаковой оптич. силы и различной формы. Первые 3 — положительны, последние 3 — отрицательны.

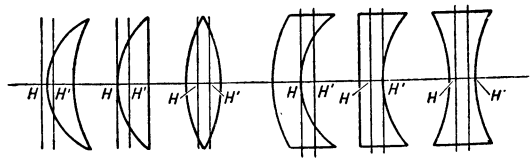


Рис. 3.

Положение кардинальных точек Л. (см. *Кардинальные точки оптической системы*) определяется следующими ф-лами. Расстояния s_H от первой поверхности по ходу луча до первой главной плоскости H (рис. 4) и $s'_{H'}$ от второй поверхности до второй главной плоскости H' определяются ф-лами:

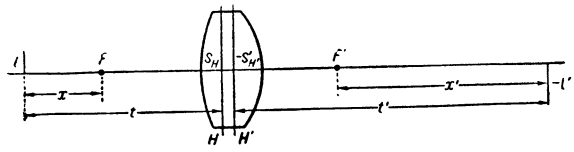


Рис. 4.

$$s_H = \frac{r_1 d}{n(r_2 - r_1) + (n-1)d}, \quad s'_{H'} = \frac{r_2 d}{n(r_2 - r_1) + (n-1)d} \quad (2)$$

причем s_H и $s'_{H'}$ считаются положительными, если главная точка правее соответствующей вершины. Расстояние между главными плоскостями мало зависит от формы и оптич. силы и равно приблизительно $d\,(n-1)/n$. Расстояние от первой главной плоскости до переднего фокуса равно $f=-f'$, где f' — расстояние от задней главной плоскости до заднего фокуса, вычисляется по ф-ле (1). Когда абсциссы кардинальных точек известны, положение изображения точки, даваемого Л., определяется ф-лами:

$$xx'=ff'=-f'^2,\quad l'/l=-f/x=-x'/f', \qquad (3)$$

где l и l' (рис. 4) — расстояния точки и ее изображения от оси (положительное, если точка расположена выше оси); x — расстояние от переднего фокуса до точки; x' — то же для пространства изображений (положительное, если точка правее фокуса). Если t и t' — расстояния от главных точек до плоскостей предмета и изображения соответственно, то, т. к. $x=t-f$, $x'=t'-f'$, получаем

$$f'/t'+f/t=1 \quad \text{или} \quad 1/t'-1/t=1/f'. \qquad (4)$$

Для тонких Л. (значением толщины к-рых можно пренебречь по сравнению со значением наименьшего по абс. величине радиуса кривизны поверхностей) t и t' — расстояния от объекта и изображения до линзы, обычно обозначаемые через s и s'. Если значением толщины Л. пренебречь нельзя, Л. считается толстой. Граница между толстой и тонкой Л. не может быть точно указана и зависит от рассматриваемого вопроса; если последний связан с параксиальной областью, то всегда можно заменить толстую Л. бесконечно тонкой, той же оптич. силы, но следует учитывать, что главные плоскости при этом не совпадают.

Л. обладают всеми аберрациями, присущими центрированным оптич. системам (см. *Аберрации оптических систем*). Наиболее существенной является хроматич. аберрация. Продольная хроматич. аберрация Δ бесконечно тонкой линзы определяется ф-лой $\Delta=s'^2/f'\nu$, где $\nu=(n-1)/\Delta n$ — коэфф. дисперсии для рассматриваемой спектральной области (см. *Хроматическая аберрация*). Для визуальных приборов обычно берут n для желтой линии натрия D ($\lambda=5893$ Å) или зеленой линии ртути e ($\lambda=5\,461$Å), а Δn — разность показателей преломления для линий F и C водорода ($\lambda=4\,861$Å и $6\,561$Å). Значение коэфф. ν в этой области спектра колеблется между величинами 65—70 для легких кронов и до 28—32 для тяжелых флинтов. Хроматич. аберрация простой Л. отсутствует, когда $s'=0$, т. е. предмет и изображение его совмещены с Л., играющей роль *коллективной линзы*. В общем случае хроматич. аберрация может быть исправлена только комбинацией двух или больше Л. с различными значениями коэфф. ν.

Сферич. аберрация Л. со сферич. поверхностями не может быть исправлена для больших по сравнению с f' расстояний до объекта, а только при увеличениях Л., лежащих в пределах 0,6—1,7 для обычных сортов стекла. Для бесконечно удаленного объекта продольная сферич. аберрация определяется ф-лой:

$$\Delta s'=-\frac{h^2}{2f'}P, \qquad (5)$$

где h — расстояние от оси до точки пересечения луча с Л. Множитель P зависит от n и соотношения кривизны поверхностей Л. Минимум сферич. аберрации соответствует такой форме Л., при к-рой кривизна первой поверхности в 6 раз больше, чем у второй, причем обе поверхности выпуклые (для $n=1{,}5$). С достаточной точностью можно считать, что плосковыпуклая Л. обладает минимальной аберрацией, когда выпуклая поверхность обращена к удаленному предмету. Минимальная величина P в зависимости от n меняется от 2,14 при $n=1{,}5$ до 1,50 при $n=1{,}65$. Исправление сферич. аберрации возможно лишь в комбинации двух линз (при сферич. поверхностях). Так как при этом можно исправить также хроматич. аберрацию и *кому*, то двухлинзовые системы получили широкое распространение в качестве объективов для зрительных труб и т. д. Сферич. аберрация простой Л. может быть исправлена применением асферич. поверхности, в частности параболоидальной. Такие Л. (наз. асферическими) применяются в качестве конденсоров осветителей в спектральных системах, в к-рых исправление хроматич. аберрации необязательно. Простые Л. применяются как очковые стекла, компенсаторы аберраций и т. д. Малое количество параметров, определяющих форму линзы и ее фокусное расстояние (два, если Л. ограничена сферич. поверхностями), не позволяет исправлять больше одной аберрации, если значение оптич. силы заранее определено, и более двух, если последнее может быть также использовано для исправления второй аберрации. В очковых Л., оптич. сила к-рых заранее известна, можно исправить только астигматизм, и то в определенных пределах оптич. силы. Афокальные менисковые Л. (или почти афокальные) применяются для компенсации сферич. аберрации сферич. зеркал и нек-рых других оптич. систем.

Простые Л., используемые как лупы малого увеличения (до 3×) и как очковые, должны быть исправлены в отношении астигматизма. Рассеивающие Л. редко применяются одни, за исключением очковых Л. для близоруких. Чаще ими пользуются в паре с собирающими, или в более сложных оптич. комбинациях, и служат они для коррекции хроматич. и сферич. аберраций, кривизны поверхности и изображения. Т. н. «апланатические» Л., т. е. Л. менискообразной формы, в к-рых одновременно исправлены сферич. аберрация и отступление от отношения синусов (см. *Синусов закон*), применяются в конденсорах и объективах микроскопа.

При рассмотрении аберрационных свойств необходимо принять во внимание влияние толщины Л. Если толщина Л. одного порядка с радиусом кривизны поверхностей, то свойства Л. могут быть совершенно отличны от свойств тонких Л.; напр., толстая Л. может превратиться в телескопич. систему; появление нового параметра d (толщина Л.) повышает возможности коррекции аберрации линзы. Толстые Л. с равными по знаку и абс. значению кривизнами поверхностей обладают положительной оптической силой. При этом выполняется условие Пецваля (т. е. отсутствие кривизны поверхности изображения) и легко устраняется астигматизм. Такие Л. находят применение в широкоугольных фотографических объективах.

В очковых Л., корректирующих одновременно аметропию (т. е. близорукость или дальнозоркость) и *астигматизм* глаза, применяются цилиндрич. и торические поверхности; последние, обладая большим числом свободных параметров, позволяют получить лучшую коррекцию. Очковые Л. для исправления глаза, подвергнувшегося операции удаления хрусталика (афакического) изготавливаются с одной асферич. поверхностью. Цилиндрич. Л. находят также применение в осветительных приборах, когда изображение источника света должно быть растянуто в линию или узкую полосу.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, т. 1, 2 изд., М.—Л., 1948, гл. 8, 15. *Г. Г Слюсарев*

ЛИНЗЫ акустические — устройство для изменения сходимости звукового пучка (см. *Фокусировка звука*). Подобно оптич. линзам, акустич. Л. ограни-

чены двумя рабочими поверхностями и выполняются из материала, звуковой показатель преломления n к-рого отличен от единицы. Для достижения наибольшей прозрачности волновое сопротивление этого материала (см. *Импеданс акустический*) должно быть близко к волновому сопротивлению среды, а вязкие потери в нем—минимальны. Акустич. Л. могут быть твердыми, жидкими и газообразными; в последних двух случаях к твердой оболочке Л. также предъявляются требования наибольшей прозрачности; для работы в жидких средах материалом линз являются пластмассы ($n = 0{,}5$—$0{,}8$), хлороформ, бромоформ, четыреххлористый углерод ($n = 1{,}3$ — $1{,}4$) и др. вещества. Для работы в газах, напр. в воздухе, наряду с линзами, наполненными водородом или углекислым газом, удобнее применять т. н. неоднородные акустич. Л., у к-рых оболочка отсутствует, а изменение скорости звука внутри Л. достигается изменением средних свойств среды, например заполнением объема шариками, сетками и т. п. Неоднородные рассеивающие воздушные Л. применяются для улучшения характеристики направленности громкоговорителей (см. *Направленность акустических излучателей и приемников*). Однородные твердые и жидкие Л. служат для получения звуковых изображений (см. *Визуализация звуковых полей*); для целей дефектоскопии (см. *Ультразвуковая дефектоскопия*), для медицинской диагностики, а также для создания мощных фокусированных ультразвуковых пучков, употребляемых при разнообразных применениях ультразвука в химии, технологии, биологии и др.

Лит.: 1) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., М., 1956; 2) Розенберг Л. Д., Звуковые фокусирующие системы, М.—Л., 1949.

Л. Д. Розенберг.

ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ — устройства, создающие задержку электрич. сигналов во времени без искажения их формы. В качестве Л. з. применяются отрезки *коаксиальных кабелей* и *двухпроводных линий*, *искусственные линии*, а также спец. устройства (т. н. кабели задержки и ультразвуковые линии). Отрезок коаксиального кабеля без потерь, нагруженный на сопротивление, равное *волновому сопротивлению* кабеля, является идеальной Л. з., т. к. отсутствие дисперсии на основной волне *TEM* и неограниченная полоса пропускания создают наилучшие условия для неискаженной передачи сигналов произвольной формы. Недостаток такой Л. з., как и всех Л. з. с распределенными постоянными, состоит в необходимости применять весьма длинные отрезки линий для создания относительно небольших задержек. Для кабеля длиной l запаздывание сигнала $\tau = l\sqrt{\varepsilon}/c$, где c — скорость света в вакууме, ε — диэлектрич. проницаемость диэлектрика кабеля. Для воздушного коаксиального кабеля или двухпроводной линии длиной l *м* $\tau = l/300$ *мксек*. При большой длине кабеля затухание и дисперсия, связанные с потерями, могут существенно исказить форму сигнала, поэтому применение коаксиального кабеля для задержки целесообразно, если длительность задержки $\leqslant 0{,}1$ *мксек*.

Применение искусственных линий в качестве Л. з. основано на том, что до частот порядка $0{,}5\omega_{гр}$ ($\omega_{гр}$ — граничная частота полосы пропускания линии) искусственная линия ведет себя аналогично *длинной линии*. Дисперсия и зависимость волнового сопротивления от частоты, практически сказывающиеся на частотах $\omega > 0{,}5\ \omega_{гр}$, могут явиться причиной искажения сигналов, спектр к-рых простирается в эту область частот. Запаздывание τ в искусственной линии из n звеньев, имеющих индуктивность L в последоват. плечах и емкость C в параллельных плечах звеньев, будет $\tau = n\sqrt{LC}$.

Для создания больших задержек применяются спец. кабели задержки, внутренние проводники к-рых имеют спиральную форму и окружены проводящим экраном. Спиральный проводник навивается на гибкий диэлектрич. стержень и покрывается слоем диэлектрика, на к-рый наносится экран (металлич. оплетка). Кабели задержки свободны от дисперсии и не вносят искажений в сигнал до частот, на к-рых диаметр витков спирали становится сравнимым с длиной волны. Такие Л. з. дают запаздывание сигнала порядка 0,5—2 *мксек/м* при волновом сопротивлении от неск. сотен до неск. тысяч *ом*.

Задержка сигналов на время до неск. тысяч *мксек* создается также с помощью ультразвуковых Л. з., работа к-рых основана на запаздывании ультразвукового сигнала при его распространении в воде, ртути, различных водных растворах или в твердом теле (Л. з. из плавленого кварца, магнитострикционные Л. з.). На входе и на выходе ультразвуковых Л. з. обычно ставятся пьезоэлектрич. преобразователи (напр., пластинка из кристаллич. кварца, X-срез), служащие для преобразования электрич. сигнала в звуковую волну и обратно (см. *Пьезоэлектрический преобразователь*). Полоса частот ультразвуковых Л. з. зависит от соотношения между акустич. сопротивлением преобразователя и среды, в к-рой происходит распространение ультразвуковой волны, и достигает наибольших значений в ртутных Л. з. Магнитострикционные Л. з. обычно делают из полосы магнитострикционного материала (Ni и его сплавы); на концах полосы расположены катушки-преобразователи (см. *Магнитострикционный преобразователь*).

Лит.: 1) Детали и элементы радиолокационных станций, пер. с англ., под ред. А. Я. Брейтбарта, [т.] 1, М., 1952; 2) Ламповые схемы для измерения времени, пер. с англ., под ред. А. Я. Брейтбарта, [т.] 2, М., 1951; 3) Меерович Л. А. и Зеличенко Л. Г., Импульсная техника, М., 1953; 4) Ицхоки Я. С., Импульсная техника, М., 1949.

И. В. Иванов.

ЛИНИЯ ТОКА (в гидро- и аэродинамике) — линия, в каждой точке к-рой касательная совпадает по направлению со скоростью частицы жидкости или газа в данный момент времени. Совокупность Л. т. позволяет наглядно представить картину течения жидкости или газа в данный момент времени, давая как бы моментальный фотографич. снимок потока.

Л. т. могут быть найдены аналитически, если известны компоненты скорости потока в каждой точке v_x, v_y, v_z. В этом случае Л. т. получаются интегрированием дифференциальных ур-ний Л. т.:

$$\frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z},$$

где время $t = \text{const}$. Если поток плоский, т. е. при соответствующем выборе системы координат $v_z = 0$, а v_x и v_y зависят только от x, y, t, то для несжимаемой жидкости и установившегося течения газа эти ур-ния могут быть проинтегрированы в общем виде с помощью *функции тока* Ψ. Ур-ние семейства Л. т. имеет в этом случае вид $\Psi(x, y, t) = \text{const}$.

Л. т. могут быть определены экспериментально, если течение сделано видимым с помощью взвешенных частиц, шелковинок, окрашенных струек или др. способами (см. *Аэродинамический спектр*); при фотографировании такого течения с короткой выдержкой получаются Л. т. При вычерчивании Л. т. обычно изображают так, чтобы расход жидкости между каждыми двумя соседними Л. т. был одним и тем же для всего чертежа; тогда по изменениям расстояния между соседними Л. т. можно судить об изменениях скорости. Если течение жидкости установившееся, т. е. скорость в каждой точке не изме-

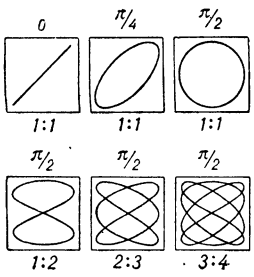
няется со временем, то Л. т. совпадает с траекториями частиц. В случае неустановившегося течения Л. т. и траектории частиц не совпадают.

Лит.: 1) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 2 изд., М., 1957; 2) Фабрикант Н. Я., Аэродинамика, ч. 1, М.—Л., 1949. *Н. Я. Фабрикант.*

ЛИОФИЛЬНОСТЬ И ЛИОФОБНОСТЬ — термины коллоидной химии, характеризующие способность вещества дисперсной фазы (обычно в коллоидно-дисперсных системах) взаимодействовать с жидкой дисперсионной средой с образованием сольватных оболочек (см. *Сольватация*, *Смачивание*, *Гидрофильность и гидрофобность*).

ЛИППМАНА УРАВНЕНИЕ — уравнение, устанавливающее связь между поверхностной плотностью зарядов ρ_s, пограничным натяжением σ и потенциалами электрода φ при постоянных давлении p и темп-ре T: $\rho_s = -(\partial\sigma/\partial\varphi)_{p,T}$. Выведено М. Липпманом (M. Lippmann) в 1875 г. Л. у.— основное ур-ние теории *электрокапиллярных явлений*. *Л. Г. Феоктистов.*

ЛИССАЖУ ФИГУРЫ — замкнутые траектории, прочерчиваемые точкой, совершающей одновременно два гармонич. колебания в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. Впервые изучены Ж. Лиссажу (J. Lissajous). Вид Л. ф. зависит от соотношений между периодами, фазами и амплитудами обоих колебаний. В простейшем случае равенства обоих периодов Л. ф. представляют собой эллипсы, к-рые при разности фаз 0 или π вырождаются в отрезки прямых, а при разности фаз $\pi/2$ и равенстве амплитуд превращаются в окружность (см. рис.). Если периоды обоих колебаний не точно совпадают, то разность фаз все время меняется, вследствие чего эллипс все время деформируется. При существенно различных периодах эллипс деформируется быстро и картина размывается— Л. ф. не наблюдаются. Однако если оба периода различны, но относятся как целые числа, то через промежуток времени, равный наименьшему кратному обоих периодов, движущаяся точка снова возвращается в то же положение — получаются Л. ф. более сложной формы. При этом число касаний Л. ф. сторон прямоугольника, в к-рый она вписывается, дает отношение периодов обоих колебаний.



Различные виды фигур Лиссажу (над квадратами указаны разности фаз, под квадратами — отношения периодов колебаний).

Л. ф. можно наблюдать, напр., рассматривая с торца колебания тонкого стержня, прямоугольного сечения или — в случае электрич. колебаний — на экране катодного осциллографа, к двум парам отклоняющих пластин к-рого подведены переменные напряжения с периодами, относящимися как целые числа.

Вид Л. ф. позволяет определить соотношения между периодами и фазами обоих колебаний. Если колебания, к-рые совершает точка, происходят не по гармоническому, а по более сложному закону, но с одинаковым периодом, то получаются замкнутые траектории, аналогичные Л. ф., но искаженной формы. По виду этих фигур можно судить о форме колебаний. Таким образом, наблюдение Л. ф. является удобным методом исследования соотношений между периодами и фазами колебаний, а также и формы колебаний.

ЛИТИЙ (Lithium) Li — химич. элемент I гр. периодич. системы Менделеева, п. н. 3, ат. в. 6,940. Состоит из 2 стабильных изотопов: Li^6 (7,52%) и Li^7 (92,48%). Искусственные радиоактивные изотопы Л.: Li^8 ($T_{1/2}$ = 0,841 *сек*) и Li^9 ($T_{1/2}$ = 0,168 *сек*). Сечение захвата тепловых нейтронов атомом Л. 67 *барн*. Конфигурация электронов атома $1s^22s^1$. Энергия ионизации (в *эв*): ($Li^0 \rightarrow Li^+$) 5,390; ($Li^+ \rightarrow Li^{2+}$) 75,619; ($Li^{2+} \rightarrow Li^{3+}$) 122,419. Компактный Л. — серебристо-белый металл. Существует в двух кристаллич. модификациях. При обычных температурах устойчива кубич. объемноцентрированная решетка с a = 3,5089 Å (20°); при —195° (все температуры в °С) возникает гексагональная плотно упакованная решетка с параметрами a = 3,111, c = 5,093 Å. Атомный радиус Л. 1,57 Å; ионный радиус Li^+ 0,68 Å. Л. — самый легкий металл; плотность 0,534 *г/см*^{3} (20°), плотность в расплавленном состоянии (*г/см*^{3}): 0,507 (200°) и 0,441 (1000°). $t°_{пл}$ 179°, $t°_{кип}$ 1370°. Теплота плавления 103,2 *кал/г* (при $t°_{пл}$), теплота испарения 4680—5275 *кал/г*, $t°_{крит}$ 2550°, $P_{крит}$ 806 *атм*. Характеристич. температура 363° К. Вязкость Л. (*спуаз*): 0,5918 (183,4°) и 0,4548 (285,5°). Упругость пара (*мм рт. ст.*): 1 (745°), 100 (1084°), 200 (1156°), 400 (1252°), 760 (1370°). Энергия диссоциации двухатомной молекулы 26 *ккал/моль*. Удельная теплоемкость (0—100°) 0,784—0,905 *кал/г · град* (среднее значение 0,790). Термич. коэфф. линейного расширения $5{,}6 \cdot 10^{-5}$ (20°). Теплоемкость в жидком состоянии 0,975 *кал/г · град*; теплоемкость паров 0,714 *кал/г · град*. Коэфф. теплопроводности 0,17 *кал/см · · сек · град* (0—100°). Уд. электросопротивление (*мком · см*): 1,149 (—192°); 8,55 (0°); 9,29 (20°); 12,7 (100°); темп-рный коэфф. электросопротивления (0—100°) $4{,}58 \cdot 10^{-3}$ — $4{,}35 \cdot 10^{-3}$ (среднее значение $4{,}50 \cdot 10^{-3}$). Л. парамагнитен, уд. магнитная восприимчивость $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ (18—20°). Л. — весьма пластичный и вязкий металл, легко протягивающийся в проволоку. Твердость по Моосу 0,6; легко режется ножом; давление истечения 1,7 *кГ/мм*^{2} (15—20°). Модуль упругости 500 *кГ/мм*^{2}, предел прочности при растяжении 11,8 *кГ/мм*^{2}, относительное удлинение 50—70%.

Во всех известных соединениях Л. одновалентен. Ион Л. характеризуется наименьшим коэфф. поляризуемости и наибольшим коэфф. поляризации из всех щелочных элементов, что определяет сходство Л. со щелочноземельными элементами, особенно Ca и Mg.

Л. стоит первым в ряду напряжений, его нормальный потенциал — 3,02 *в*. На воздухе Л. быстро тускнеет вследствие образования темно-серого налета, состоящего из нитрида Li_3N и окиси Li_2O. Перекисные соединения для Л. нехарактерны. Л. непосредственно соединяется с галогенами с образованием солей галогеноводородных кислот. При нагревании с серой дает сульфид Li_2S, с водородом — гидрид LiH, с углеродом — карбид Li_2C_2. С водой Л. реагирует с образованием гидроокиси LiOH; минеральные к-ты энергично взаимодействуют с Л. с образованием соответствующих солей. Известны многочисленные силикатные соединения Л., в том числе алюмосиликаты, встречающиеся в природе как минералы Л., из к-рых он и извлекается. Характерной для Л. является его способность образовывать металлоорганич. соединения, что определяет большую роль Л. в современном органич. синтезе.

Л. находит применение в виде многочисленных сплавов, из к-рых наибольшее технич. значение получили сплавы с Al, Mg, Pb, Zn, Cu и Ca. Нек-рые сплавы представляют большой интерес для самолетостроения. Однако основное применение имеют изотопы Л., резко различающиеся по сечению σ поглощения тепловых нейтронов. Значение σ (в *барнах*):

Li^6 910, Li^7 0,033 (при 67 для естественной смеси изотопов). Важнейшую роль в современной технике играет изотоп Li^6 — единственный промышленный источник для производства трития в ядерной энергетике по реакции: $_3Li^6 + {}_0n^1 \rightarrow {}_1H^3 + {}_2He^4$. Расплавленный Li^7 применяется как теплоноситель для охлаждения ядерных реакторов.

Большое значение имеют неоргапич. соединения Л. Карбонат Li_2Co_3 является важным материалом при изготовлении специальных сортов керамики, стекла и глазурей с высокой прочностью, термостойкостью, малым коэфф. расширения. Гидроокись Л. потребляется в больших количествах в щелочных аккумуляторах, а также как основа для получения стеарата, пальмитата и др. соединений Л., используемых при получении консистентных смазок, работающих в диапазоне —50 — +150°, что имеет особое значение для военной техники. Хлорид LiCl и бромид LiBr применяются для кондиционирования воздуха. Л. и его соединения используются в атомной и военной технике, в силикатной, химической, текстильной и пищевой пром-сти, в электро- и холодильной технике, цветной и черной металлургии, радиоэлектронике, оптике, с. х-ве, медицине и в технике очистки газов. Ценные, в большинстве своем уникальные свойства Л. и его соединений, наряду с разнообразием областей их применения, делают Л. по значимости в современной технике одним из важнейших среди редких элементов.

Лит.: 1) Rare metals handbook, ed. by C. A. Hampel, 2 ed., N. Y., 1961; 2) Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie 8 Aufl., System—Nummer 20, Lithium, B., 1960. *В. Е. Плющев.*

Физический энциклопедический словарь. Гл. ред. Б. А. Введенский, Б. М. Вул, т. 2 М., «Советская Энциклопедия», 1962, (Энциклопедии. Словари. Справочники). т. 2. Е—Литий. 1962. 608 с. с илл.

Сдано в набор 18 ноября 1961 г. Том подписан к печати 29 апреля 1962 г.
Государственное научное издательство «Советская Энциклопедия». Москва. Ж-28. Покровский бульвар, д. 8.
Т-04360. Тираж 60 000 экз. Заказ № 771. Формат 82×108¹/₁₆. Объем 38 физич. п. л.; 62,32 усл. п. л. Уч.-изд л. 108,79.
Цена 1 экз. книги 3 р. 50 к.

Ленинградский Совет народного хозяйства Управление полиграфической промышленности. Типография № 1 «Печатный Двор» имени А. М. Горького. Ленинград, Гатчинская, 26.